

JURCSIK JOHANNA

**Többmódusú csillagoszcillációk
és fejlődési effektusok
az 1–4 ciklus/nap frekvenciájú pulzáló
változók körében**

DOKTORI ÉRTEKEZÉS

Budapest, 2005

Tartalomjegyzék

Előszó	iii
1. Bevezetés	1
1.1. Alapismeretek a témakörben	2
1.1.1. Csillagfejlődési áttekintés	2
1.1.2. Pulzációelméleti áttekintés	6
1.1.3. RR Lyrae csillagok modulációja, a Blazhko-effektus	9
1.2. Felhasznált mérések, adatfeldolgozási módszerek	14
1.2.1. Fénygörbe-analízis	16
1.2.2. A periódusváltozás mérőeszköze, az $O - C$ diagram	17
2. Az RR Lyrae típusú változócsillagok modulációi	18
2.1. A moduláció általános tulajdonságairól	18
2.1.1. A moduláció periódusának kapcsolata a csillagok rotációjával	21
2.1.2. A moduláció amplitúdójának eloszlása	25
2.1.3. Torzult-e mindig a Blazhko-csillagok fénygörbéje?	26
2.1.4. A Blazhko-csillagok közepes fénygörbéinek vizsgálata	30
2.2. A Blazhko-moduláció hosszabb távú változásai	32
2.2.1. Ismert hosszabb távú változások	34
2.2.2. Az XZ Draconis hosszú távú viselkedésének részletes vizsgálata	36
2.3. Kis amplitúdójú modulációk	39
2.3.1. Az RR Geminorum CCD-fotometriájának analízise; az RR Gem és az SS Cancri összehasonlító vizsgálata	40
3. Csillagfejlődési jelenségek a pulzáló változócsillagok körében	53
3.1. Az ω Centauri változócsillagainak periódusváltozása	55
3.1.1. Az ω Centauri különleges gömbhalmaz	55
3.1.2. Az ω Centauri változócsillagai	56
3.1.3. Periódusváltozások	57
3.1.4. Az ω Centauri RRab csillagai	67
3.2. Az M3 gömbhalmaz RR Lyrae csillagainak vizsgálata	70

3.2.1.	Fémtartalom-vizsgálat	70
3.2.2.	Megkülönböztethető fejlődési stádiumok az M3 gömbhalmaz RR Lyrae csillagai között	72
3.3.	A különleges állapotú, hárommódusú V823 Cassiopeiae	83
3.3.1.	Többmódusú radiális pulzátorok	83
3.3.2.	A V823 Cas részletes vizsgálata	85
4.	Zárszó	97
5.	Melléklet	98
	Irodalomjegyzék	101
	Köszönetnyilvánítás	107

Előszó

Az űreszközök és óriástávcsövek napjaiban sokaknak anakronisztikusnak tűnhet, hogy ma is komoly tudományos eredmények születhessenek a múlt század technikájával, kis, fotometriai távcsövek méréseiből. Gigantomán, eredményhajhász világunkban, a pillanatnyi divatos, népszerű témák csábításának kitéve, gyakran szem elől tévesztjük, hogy a nagy kérdések megoldásához sokszor a részletek tisztázásával vezet az út, és időnként szükséges megállni; összefoglalni, átgondolni eddigi ismereteinket, tudásunkat. A csillagászati időskálák nagyságrendekkel hosszabbak, mint az egyedi emberé, mint akár az emberi civilizációé. Mégis, a rendelkezésünkre álló időtartomány kihasználásával, kis távcsövekkel, sokszor olyan csillagászati kérdésekben tudunk döntő fontosságú eredményt elérni, ami semmilyen nagy műszerrel nem sikerülne.

Mindaddig, amíg alapvető jelenségeket nem tudunk megmagyarázni olyan objektumoknál, amelyeket a csillagfejlődés, pulzációelmélet, univerzális távolságskála és egyéb általános ismereteink alapköveinek tekintünk, ezen ‘zavaró részletek’ tisztázása elengedhetetlenül szükséges. Vannak kérdések, amelyek megoldása nem a pillanatnyi, de mélyre hatoló ismeretben rejlik, melyet a nagy távcsövek idő szempontjából rendkívül limitált mérései jelentenek, hanem hosszú távú, mégis még emberi időskálán elvégezhető mérésekben. Ehhez egyedüli lehetőséget azok az obszervatóriumok nyújtanak, amelyek saját, állandó hozzáférésű műszerparkkal rendelkeznek. Doktori munkám eredményeihez azt a lehetőséget használtam ki, hogy a Konkoly Obszervatórium távcsöveivel tematikus mérések készültek, s készülhetnek időkorlát nélkül ma is.

1. fejezet

Bevezetés

A pulzáló változócsillagok vizsgálata a modern csillagászat egyik legrégebbi és legeredményesebb területe. Hosszan sorolhatók ezen kutatások eredményei – a csillagok szerkezetéről, fejlődéséről, fizikai tulajdonságairól való ismereteinket nagyrészt a változócsillagászati mérések értelmezésével szereztük. A csillagászati távolságmérés egyik alapkőve a különböző típusú pulzáló változókra érvényes valódi fényesség – pulzációs tulajdonság összefüggés.

A pulzáló változócsillagok egyik klasszikus típusát az RR Lyrae változók képviselik. Öreg, II. populációs csillagok, tömeges megjelenésükkel nyomjelzői a II. populáció szerkezetének, dinamikájának, kémiai összetételének. Felépítésüket, pulzációjukat nagy pontossággal modellezni tudjuk. A csillagfejlődési modellek állandó tesztobjektumai, segítségükkel bepillantást nyerünk a közepes tömegű csillagok életútjának középső szakaszába. Nagy hasznunkra van, hogy fényváltozásuk nagy amplitúdójú (könnyen megfigyelhetők), szabályos, és gyakoriságuk miatt nagy tömegben mérhetők. Ez adott lehetőséget arra, hogy fizikai paramétereiket fénygörbéjük alakjából (modellek, illetve empirikus mérések felhasználásával) nagy pontossággal meg lehessen határozni. Mindezek eredményeként ezeket a csillagokat minden más változótípusnál részletesebben tudjuk tanulmányozni.

De vajon mennyire ismerjük ezeket a csillagokat? Elmondhatjuk-e, hogy annyira ismerjük fizikájukat, hogy róluk szerzett tudásunkra alapozhassuk általános ismereteinket, modelljeinkhez pedig kalibrációs objektumoknak tekinthessük őket? Az RR Lyrae csillagokról több mint száz éve tudjuk, hogy sokuk fényváltozása nem stabil, 10–100 napos időskálán modulációt mutat, s ez a jelenség, a Blazhko-effektus, még ma is magyarázatra vár. Mennyire jelent ez meghatározó, nem figyelmen kívül hagyható problémát az RR Lyrae csillagok vizsgálata során? Az RR Lyrae csillagok modulációinak valódi megismerésére és megértésére történő minden eddigi erőfeszítés ellenére még ma sem tudjuk az összes felmerülő kérdést konzisztens módon megválaszolni.

A csillagfejlődés időskálája az emberi időskálához képest sok nagyságrenddel

lassúbb, millió, milliárd években mérhető. A pulzáló változócsillagok periódusváltozásai sok esetben egyedülálló lehetőséget nyújtanak a fejlődési változások közvetlen megfigyelésére, mivel könnyen, nagy pontossággal megfigyelhető periódusuk érzékenyen tükrözi a szerkezetükben végbemenő legkisebb változást is. Ezáltal a pulzáló változók esetében olyan információk birtokába juthatunk, amelyeket más csillagoknál nem – vagy csak rendkívül ritka, kivételes esetekben – remélhetünk megfigyelni. A többmódusú változók periódusváltozásai a fejlődésen túlmutató jelenségekre engedhetnek következtetni, amelyeken keresztül új, semmilyen más méréssel meg nem szerzhető ismereteket nyerhetünk ezekről a csillagokról.

Dolgozatomban az alapfogalmak és alapismeretek rövid áttekintése, valamint a kutatásaimhoz felhasznált módszerek bemutatása után (1.1., 1.2. fejezet) a Blazhko-csillagok kutatásában végzett eredményeimet foglalom össze, amelyek a Blazhko-viselkedés korábban feltáratlan tulajdonságait mutatják be (2. fejezet). A 3. fejezetben azon munkáimat tárgyalom, amelyek a pulzáló változók tanulmányozásával csillagfejlődési kérdésekben hoztak fontos eredményeket.

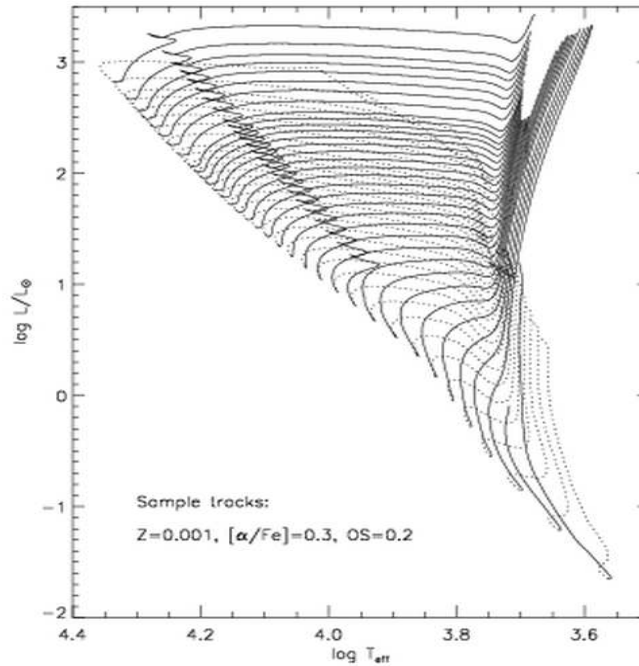
Dolgozatomban túlnyomórészt a PhD fokozat megszerzése óta elért eredményeimet tárgyalom, amelyek azonban sokszor szervesen kapcsolódnak korábbi munkáimhoz, felhasználják az azokban elért eredményeket. Mivel ezekre a munkákra részleteikben nem térek ki, az érthetőség, valamint annak érdekében, hogy dolgozatom teljes szakmai tevékenységemről az előírásoknak megfelelően képet adjon, a dolgozatomban részletesen nem tárgyalt, fontos tudományos eredményeim összefoglalóját a dolgozatom végi melléklet ismerteti.

1.1. Alapismeretek a témakörben

1.1.1. Csillagfejlődési áttekintés

A csillagok életútja, amelyhez energiát a belsejükben lejátszódó termonukleáris reakciókból nyernek, a Hertzsprung-Russell diagram (HRD) fősorozatán kezdődik. A fősorozatra a protocsillagok gravitációs kontrakció eredményeként fejlődnek. A csillagok életük leghosszabb szakaszát fősorozati állapotukban töltik. Fősorozati helyzetüket tömegük és kémiai összetételük határozza meg, energiatermelésüket ezalatt magjukban a hidrogén égése biztosítja. Luminozitásuk, energiatermelésük, fősorozati életük hossza mind alapvetően tömegük függvénye, a nagyobb tömegűek, nagyobb luminozitás mellett, gyorsabban használják fel hidrogénkészletüket, mint a kisebbek. Az $1 M_{Nap}$ tömegű csillagok fősorozati életének hossza 3 nagyságrenddel hosszabb, mint a $10 M_{Nap}$ tömegűeké.

Miután magjukban a hidrogént elégették, a mag összehúzódik, felmelegszik, miáltal a mag felszínén a hőmérséklet elég magassá válik ahhoz, hogy ott egy héjban további hidrogénégés kezdődjön. A hidrogénégető héj egyre kijebb helyeződik, köze-

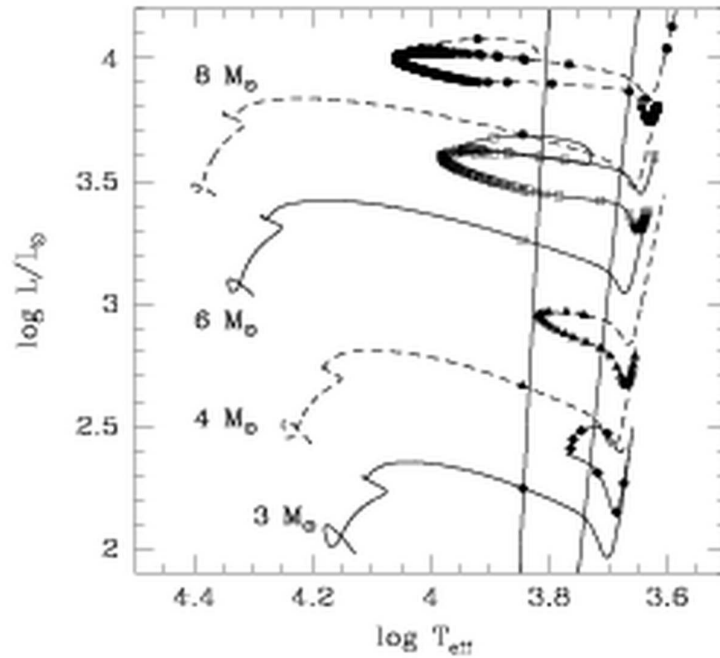


1.1. ábra: 0,4 (legalul) és 5 (legfelül) M_{Nap} közötti tömegű csillagok fejlődési útvonalai a Yale–Yonsei (Yi et al., 2004) modellek alapján. A fősorozat előtti fejlődési utakat pontozott vonalak, a fősorozat utáni fejlődést az óriáság tetejéig, azaz a mag-héliumégés beindulásáig folytonos vonalak jelölik

lebb kerülve az egyre mélyebbre nyúló konvektív rétegekhez, ami segít a felszabaduló energia hatékony felszínre juttatásában. Ennek eredményeként a csillag luminozitása erősen megnő, a csillag az óriáságra fejlődik (lásd 1.1. ábra). A kiterjedt légkör és a megnövekedett luminozitás eredményeként a csillagok az óriáság teteje felé haladva jelentős tömegvesztést szenvednek.

A csillagok az óriáságot kezdeti tömegüktől függő útvonalakon érik el, s közben áthaladhatnak az instabilitási sávon, ahol pulzációjuk erősen gerjesztetté válik. A 2–8 M_{Nap} tömegű csillagok balról jobbra keresztezik az instabilitási sávot (first crossing), s ezalatt néhány nap–néhány száz tíz nap periódusú δ Cephei csillagként figyelhetjük meg őket. A kisebb tömegű csillagoknak már a fősorozati helyzetük is az instabilitási sávba, vagy annak közelébe esik, s további fejlődésük során is mint δ Scuti csillagok tartósan az instabilitási sávban tartózkodhatnak.

Amikor a mag tömege, sűrűsége, hőmérséklete elegendően megnő, újabb term nukleáris reakció, immár a hélium égése indul meg benne. A mag-héliumégés stabilizálódásával a csillag forróbb, kisebb lesz, az óriáság tetejét elhagyva ismét áthaladhat az instabilitási sávon. A nagyobb tömegű csillagok ilyenkor másodszor keresztezik az

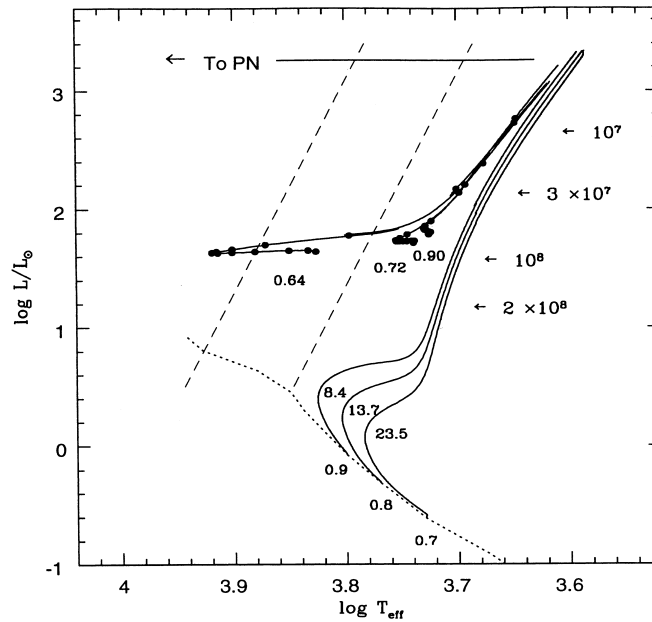


1.2. ábra: 3, 4, 6, és 8 M_{Nap} tömegű csillagok fejlődési útja (Alibert et al., 1999). Az instabilitási sávba az első keresztezéskor való belépéstől kezdve elért pozíciót a 3 M_{Nap} tömegű modelleknél 10^7 évenként, a 4, 6, 8 M_{Nap} tömegű modelleknél 10^6 , 10^5 és 2×10^4 évenként pontok jelölik. A nagyobb tömegű csillagok a héliumégés során ún. kék hurkot írnak le a HRD-n. Ennek során az instabilitási sávot – amelynek határait a közel függőleges vonalak jelölik – másodszor, illetve harmadszor is keresztezhetik

instabilitási sávot (second crossing), az alacsonyabb hőmérsékletek felől a magasabb hőmérsékletek irányába. Majd a mag-héliumégés és a héj-hidrogénégés kimerülésével onnét ismét alacsonyabb hőmérsékletek, nagyobb luminozítás irányába haladva ezt harmadszor is megteszik (lásd 1.2. ábra).

A kisebb tömegű csillagok fejlődése nagyságrendileg lassabb, így a fősorozatról már erősen elfejlődött kis tömegű csillagokat tömegesen csak az igen öreg csillagászati objektumok esetében találhatunk. A kis tömegű csillagok fejlődésének megfigyelésére a legjobb alkalmat a több milliárd éves gömbhalmazok nyújtják.

A 1.3. ábra a gömbhalmazok csillagainak megfelelő tipikus fejlődési utakat ábrázolja. A kis tömegű csillagok mag-héliumégése az ún. horizontális ágon történik. A horizontális ági csillagok V fényessége nagy hőmérséklet-tartományban közel azonos, ez indokolja az elnevezést. Ennek oka azonban nem a csillagok azonos luminozitása, hanem a bolometrikus korrekciónak a luminozításváltozást ellensúlyozó szerepe. A horizontális ágon az instabilitási sávba eső csillagok 0,3–0,8 nap periódusú, néhány-,



1.3. ábra: Gömbhalmazok csillagainak fejlődési útvonalai. A gömbhalmazok az Univerzum legöregebb objektumai közé tartoznak. Csillagaik 10–20 milliárd évvel ezelőtt, közel egyidőben keletkeztek. Mára nagyobb tömegű csillagaik rég elfejlődtek a fősorozatról. (Az ábrán a fősorozatot pontozott vonal jelöli, alatta feltüntetve a fősorozati tömegértékeket.) Az elfordulási ponthoz (turn-off point) tartozó tömeg – az a tömegérték, amely alatt a csillagok még a fősorozaton tartózkodnak – a gömbhalmazokban 0,8–0,9 M_{Nap} körüli. A feltüntetett fősorozati tömegértékek fölötti számok a csillagok elfordulási korát jelzik milliárd években. A turn-off point tömegnél nagyobb fősorozati tömegű csillagok nagy része jelenleg az óriáságon tartózkodik, amelyet folytonos vonal jelöl, oldalt feltüntetve az adott helyzetből az óriáság tetejének eléréséig hátramaradó időt években. Az óriáság tetején a csillagok magjában elkezdődik a hélium égése, s ennek eredményeként a csillag kisebb luminozitású, magasabb hőmérsékletű pozícióba, a horizontális ágra fejlődik. Horizontális ági fejlődésüket szintén folytonos vonal jelöli, rajtuk pontokkal jelölve a 10^7 évenkénti fejlődési állapotokat. A fejlődési utak nulla korú horizontális ági (ZAHB) tömegértékeit (0,64, 0,72 és 0,90) szintén feltüntettük. A horizontális ág magasságát – azt, hogy a csillagok milyen luminozitással fejlődnek a horizontális ágra – kémiai összetételük, leginkább vastartalmuk, de héliumarányuk is befolyásolja. Magasabb fémtartalom esetében a horizontális ág alacsonyabb luminozitásnál helyezkedik el, míg a héliumtartalom főként az adott tömegű csillag horizontális ági hőmérsékletét befolyásolja. A csillagok a horizontális ágot elhagyva az aszimptotikus óriáságra (AGB) kerülnek, onnét külső légkörüket planetáris köddé levetve (PN) fehér törpévé fejlődnek, s energiakészletüket kimerítve kihűlnek. A legnagyobb kezdeti tömegű csillagok a tömegüknek megfelelő fejlődési végállapothoz közelednek, illetve azt már el is érték. Az ábrán az instabilitási sáv kék, illetve vörös szélét szaggatott vonalak jelzik. A gömbhalmazok csillagpopulációjából a horizontális ági csillagok kerülhetnek az instabilitási sávba, ezek az RR Lyrae változók. Természetesen hasonló kezdeti tömegű és megfelelően öreg mezőcsillagok is a feltüntetett fejlődési utat járják be, s így RR Lyrae csillagok a mezőcsillagok között is előfordulnak

több-tized magnitúdójú pulzációs viselkedést mutatnak, ezek az RR Lyrae csillagok.

A csillagok horizontális ági helyzetüket – hasonlóan a fősorozatihoz – tömegük és kémiai összetételük szerinti pozícióban veszik fel. A horizontális ágon a nagyobb tömegű csillagok a horizontális ág vörös, míg a kisebb tömegűek a kék oldalán helyezkednek el. A fémszegény csillagok horizontális ági helyzete – kisebb opacitásuk miatt – magasabb luminozitásnál található. Ez adja az alapját az RR Lyrae csillagokra, illetve általánosan a horizontális ág magasságára is érvényes $M_V - [\text{Fe}/\text{H}]$ összefüggéseknek.

A 1.1.-1.3. ábrák alapján látható, hogy az instabilitási sávba a horizontális ág változói és a kb. $2 M_{\text{Nap}}$ tömegű csillagok a vörös óriáság felé fejlődésük során hasonló fényességgel kerülnek. Mi több, a kb. $2 M_{\text{Nap}}$ tömegű csillagok periódusa a nagyobb tömegű cefeidák egy napnál hosszabb, illetve a kisebb tömegű δ Scuti csillagok 0,3 napnál rövidebb periódusértékei közé esik, azaz pontosan az RR Lyrae csillagok periódusainak megfelelő. Ilyen csillagot azonban csak nagyon keveset ismerünk. Fontos vizsgálatok tárgya lehet, hogy a magas fémtartalmú, közel Nap-összetételű mező-RR Lyrae csillagok, amilyenek gömbhalmazokban – ahol a csillagok fejlődési állapotát pontosan ismerjük – nem fordulnak elő, vajon valóban mind öreg, horizontális ági csillagok-e, vagy pedig fiatal, az instabilitási sávot először keresztező, kb. $2 M_{\text{Nap}}$ tömegű csillagok is lehetnek közöttük?

1.1.2. Pulzációelméleti áttekintés

A csillagok sajátfrekvenciái

A csillagok oszcillációi, valójában a csillagok különböző gerjesztési mechanizmusok hatására bekövetkező sajátrezgései. Mint minden dinamikai rendszernél, a sajátrezgés periódusát dominánsan a csillagok esetében is a méret határozza meg. Ez tükröződik a radiális pulzációt mutató változócsillagok lehetséges periódusaira általánosan érvényes

$$P\sqrt{\rho} = Q$$

pulzációs egyenletben (P – periódus, ρ – átlagos sűrűség, Q – konstans). Radiálisan pulzáló, konstans sűrűségű gömbök viselkedését tanulmányozva a periódus – sűrűség kapcsolatot Ritter (1879) már közel száz évvel a csillagok pulzációjának részletes magyarázatának felfedezése előtt megállapította.

A csillagok lehetséges sajátrezgéseinek periódusait (illetve ν frekvenciáit) lineáris, adiabatikus közelítésben a

$$\frac{d}{dr} \left[\Gamma_1 p r^4 \frac{d}{dr} \left(\frac{\xi_r}{r} \right) \right] + \left\{ \nu^2 \rho r^4 + r^3 \frac{d}{dr} [(3\Gamma_1 - 4)p] \right\} \left(\frac{\xi_r}{r} \right) = 0$$

hullámegyenlet határozza meg (Ledoux & Walraven, 1958). Ez a ξ_r elmozdulásra másodrendű, homogén differenciálegyenlet megfelelő határfeltételek megkövetelésével ν^2 -re sajátérték-problémának tekinthető, s meghatározza a csillag lehetséges rezgéseinek ν sajátfrekvenciáit. Ezek a rezgések a csillag statikus állapota körüli harmonikus oszcillációknak felelnek meg. A csillag belsejében a 0, 1, 2, ..., n csomófelületű állóhullámú rezgéseket alaplómodusnak, illetve első, második stb. felhangnak nevezzük. RR Lyrae csillagok esetében az alaplómodusban rezgő változók az RRab, az első felhangú rezgést mutatók az RRC csillagok. Azok a csillagok, amelyek egyidejűleg két- vagy többmódusú oszcillációt mutatnak, kiemelkedő fontosságúak az asztroszeizmológiai vizsgálatok számára.

Az instabilitási sáv csillagainak rezgése alapvetően a hanghullámok terjedéséhez hasonló nyomáshullámként leírható, ún. p -módusú oszcilláció.

Nemadiabatikus, nemlineáris, nemradiális oszcillációk

A csillagok pulzációját nemadiabatikus folyamatok gerjesztik, a pulzáció során bekövetkező változások gyakran erősen nemlineárisak (pl. lökeshullámok keletkezhetnek). A pulzáció modellezését ma alapvetően nagy kapacitású számítógépeken futtatott numerikus hidrodinamikai kódokkal végzik, amelyek a csillag légkörét minél vékonyabb tömegzónákra osztva a tömeg-, impulzus- és energiamegmaradás teljesülése mellett a mozgásegyenleteket és a kontinuitási egyenletet oldják meg. Megfelelő paraméterek mellett az állapothatározók véges, kismértékű perturbációjára a modell stabil periódusú, véges amplitúdójú rezgést (limit cycle) fog mutatni.

A sugárzási energiatranszport mellett a konvekció szerepének reális figyelembevétele máig nem megoldott probléma. Ennek ellenére, a csillagok radiális pulzációját – amelyet egydimenziós kódokkal modelleznek – ma már a modellek legtöbb esetben kielégítő pontosan leírják. A modellekből kapott fény- és radiálissebesség-görbék a megfigyelésekkel jó egyezést mutatnak.

A csillagok rezgései azonban nem minden esetben jellemezhetők kizárólag radiális elmozdulásokkal. Nemradiális oszcillációkat a különböző irányú rezgések szeparációjával az alábbi általános alakban írhatunk le:

$$\xi(r, \theta, \phi, t) = \text{Re} \left| \Re(r) P_l^m(\cos \theta) e^{i(m\phi + \omega t)} \right|$$

A Nap oszcillációi, a δ Sct csillagok, illetve a fehér törpék megfigyelt rezgései részben vagy egészükben nemradiális módusoknak felelnek meg. A Nap oszcillációit az űreszközöknek köszönhetően (YOKO, SOHO) olyan részletesen ismerjük, hogy több mint egymillió megfigyelt módust tudunk elméletileg leírni, azonosítani. Ez alapvetően a folytonos nagyfelbontású radiálissebesség-méréseknek köszönhető, amelyek segítségével az egyes felszíni tömegelemek valódi elmozdulásait követhetjük.

Távoli csillagok esetében – mivel ott csak a teljes csillagfelszínre integrált méréseink vannak – erre nincs lehetőségünk. A csillagok nemradiális oszcillációiról ma még bizonyossággal csak azt állíthatjuk, hogy léteznek: a legtöbb esetben még a legnagyobb amplitúdójú módusok azonosítása sem egyértelműen megoldott.

A csillagok oszcillációiról számos összefoglaló munka készült, ezek közül Cox (1980) és Unno et al. (1989) munkái adják a téma legátfogóbb összegzését.

Gerjesztési mechanizmusok

Annak ellenére, hogy a csillagok rezgéseinek lehetőségét már a 19. században felvetették, majd vizsgálatukról részletes tanulmányok készültek (lásd pl. Eddington munkássága) a rezgések valódi okát, gerjesztésük mechanizmusát csak a 20. század 50–60-as éveiben Zhevakin tanulmányai nyomán értettük meg.

Ahhoz, hogy a csillagok rezgése stabilan fennmaradjon, azt valamilyen módon folyamatosan gerjeszteni kell. A pulzáló csillagok valamilyen ‘dugattyú’-val kell hogy rendelkezzenek, ami a hőerőgépekhez hasonlóan magas hőmérsékletű állapotában nyel el energiát, s azt alacsony hőmérsékleten bocsátja ki. Ezt a szerepet az instabilitási sáv csillagai esetében a légkör részlegesen ionizált H- és He-zónái biztosítják, ezek az oszcilláció alapvető gerjesztő forrásai (Zhevakin, 1963).

A légkör különböző ionizáltsági fokú tartományai, mivel hőmérsékletükben csak kis különbségek vannak, egymáshoz közel helyezkednek el, a köztük lévő részlegesen ionizált rész rendkívül vékony. Ebben a rétegben a külső hatások eredményeként az ionizáltsági fokban történik változás – a gáz környezetéhez képest több szabadsági fokú lesz –, s ez a különbség az adiabatikus exponenseik megváltozásában tükröződik. Az adiabatikus változások során a külső hatások – melyek a gázon nem végeznek munkát – eredményeként az állapotjelzőkben (p, ρ, T_{eff}) bekövetkező változásokat az adiabatikus exponensek írják le, a

$$\Gamma_1 \equiv \left(\frac{d \ln P}{d \ln \rho} \right)_{ad} \quad \Gamma_3 - 1 \equiv \left(\frac{d \ln T}{d \ln \rho} \right)_{ad} \quad \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2} \equiv \left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{ad}$$

összefüggések szerint. A megváltozott adiabatikus exponensek lehetőséget teremtenek az adott rétegekben energia tárolására és annak megfelelő időpontban történő kibocsátására. A pulzáció egyik gerjesztő forrását (γ -mechanizmus) a megfelelő rétegekben az ionizáltsági állapotban bekövetkezett változások eredményeként az adiabatikus exponensek gyors változása jelenti.

Az ionizáltsági fok változása nemcsak az adiabatikus exponensek változását, de a réteg opacitásának megváltozását is eredményezi. Normális körülmények között a Kramer-összefüggés szerint a hőmérséklet növekedése az opacitás csökkenésével jár, lehetőséget teremtve a többletenergia kisugárzására:

$$\kappa = \kappa_0 \rho^n T^{-s} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1},$$

teljesen ionizált csillaganyagra $n = 1, s = 3, 5$. Az ionizáltsági fok változásával ennek azonban a fordítottja történik, így a megnövekedett opacitás a rétegben az energia tárolására, s azzal a pulzáló hajtására is lehetőséget nyújt (κ -mechanizmus).

A pulzáció gerjesztésében a domináns szerepet a részlegesen kétszeresen ionizált He zónája játssza. Az efölött elhelyezkedő, közel egybeeső részlegesen egyszer ionizált H és He zónája hatása a pulzációra az instabilitási sáv hidegebb szélén erősebb. Ennek a rétegnek jelentős szerepe van a nagy amplitúdójú, radiálisan pulzáló változócsillagoknál megfigyelhető fáziskésésben a fényváltozás és radiális sebesség-változás maximumai között. A maximális fényesség bekövetkezte késik a minimális méret, maximális összenyomottságéhoz képest, s ezt főként a részlegesen ionizált H zónája okozza.

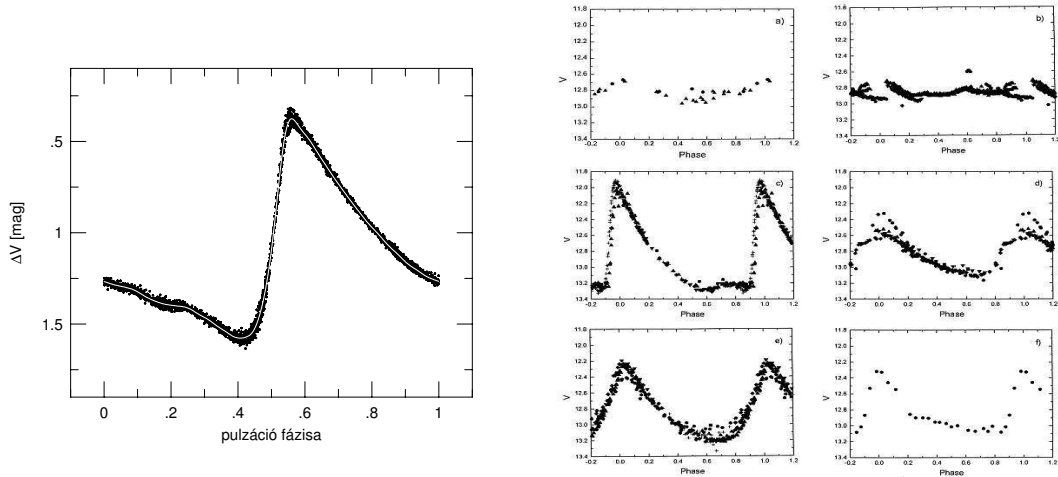
A hidrogén és hélium részlegesen ionizált rétegei minden csillagban megtalálhatók; ahhoz, hogy ez a pulzáció gerjesztő forrása legyen, ezeknek a rétegeknek megfelelő mélységben kell lenniük, s ez alapvetően az instabilitási sávban teljesül.

Az instabilitási sáv határainak pontos meghatározása ma is több szempontból bizonytalan. A ‘meleg’ oldalt, az instabilitási sáv ún. kék szélének helyzetét – mivel ezekben a csillagokban dominánsan jól leírható sugárzási energiatranszport működik – viszonylag jól ismerjük. A kék szél helyzetét az határozza meg, hogy a kétszeresen ionizált He zónája mikor kerül olyan magasra a légkörben, ahol a nyomás már nem elég nagy ahhoz, hogy ez a réteg a nagy amplitúdójú pulzáció gerjesztéséhez szükséges energiamennyiséget tudjon elnyelni, illetve tárolni. A ‘hideg’, ún. vörös szél meghatározása – mivel ezek a csillagok már dominánsan konvektív légkörrel rendelkeznek –, a konvekció leírására használt közelítésektől függően, több száz fokkal is bizonytalan lehet.

Külön vizsgálatok tárgya a különböző módusok számára lehetséges paramétertartományok behatárolása, és a két-, hárommódusú csillagoszcillációk modellezése. A megfigyelt hárommódusú oszcillációk vizsgálatának különleges fontosságot ad, hogy modellcsillagok hárommódusú stabil rezgését még nem sikerült kimutatni.

1.1.3. RR Lyrae csillagok modulációja, a Blazhko-effektus

S. N. Blazhko 1907-es felfedezése (Blazhko, 1907), miszerint az RW Draconis maximumának időpontjai nem szigorúan periodikusan követik egymást, hanem megjelenésükben egy 41,6 napos másodlagos periodikusság is megfigyelhető, felhívta a figyelmet arra, hogy az akkoriban halmazváltozóknak nevezett RR Lyrae csillagok fényváltozása nem minden esetben szabályosan periodikus. Maga az RR Lyrae esetében Shapley (1916) 40 napos modulációt mutatott ki mind a fényváltozás fázisában, mind amplitúdójában. A 1.4. ábrán két szélsőséges példát mutatunk az RR Lyrae csillagok modulációjára; az RR Geminorum modulációja alig jelent változást a csillag fénygörbéjében, míg a V442 Herculis modulációjának amplitúdója több mint



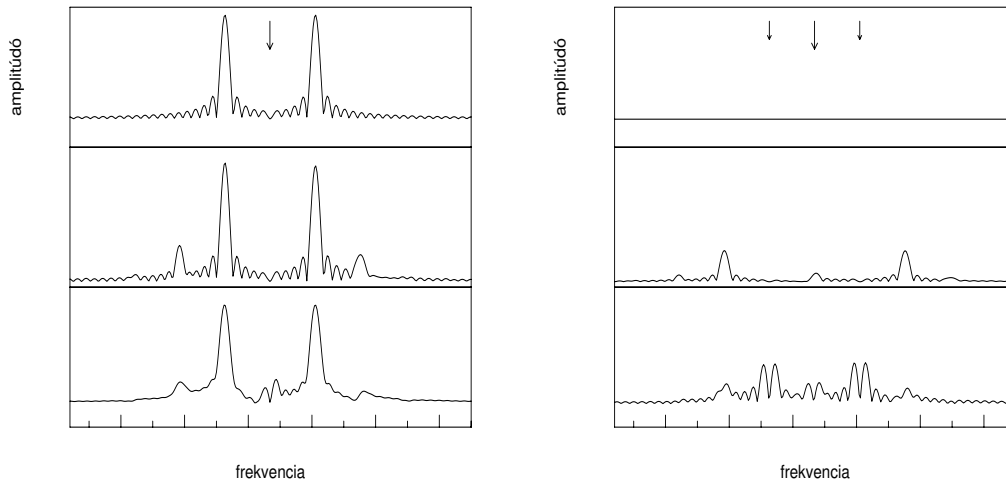
1.4. ábra: Két szélsőséges példa kis és nagy amplitúdójú modulációra. Baloldalt az RR Gem minorum több hónapnyi mérése (Jurcsik et al., 2005a) alig mutat a szórásnál nagyobb eltérést a fehér vonallal behúzott középgörbétől. Részletes analízis azonban kimutatja (lásd 2.3. fejezet), hogy az RR Gem valójában rendkívül szabályos kis amplitúdójú modulációt mutat. A jobb oldali ábrák Schmidt & Lee (1995) mérései alapján a V442 Herculis különböző években mért fénygörbéit mutatják. Míg a felső két ábrán a moduláció a pulzációt szinte ‘kioltja’, a c) panelen a pulzáció amplitúdója $\sim 1,4$ magnitúdó

1 magnitúdónyi.

Annak ellenére, hogy az elmúlt közel száz évben számos megfigyelési és elméleti munka született az RR Lyrae csillagok modulációinak vizsgálatáról, a jelenség valódi természete és annak magyarázata máig rejtve maradt előlünk.

A modulációt mutató RR Lyrae csillagokat a 20. század második feléig – és részben azóta is – a fényváltozás-maximum időpontjában, magasságában és a felszálló ágon a közepes fényesség elérése pillanatában bekövetkező változásokkal vizsgálták. Borkowski (1980) munkája, az AR Her analízise után, a számítástechnika rohamos fejlődésének köszönhetően, a moduláció vizsgálata ma már alapvetően a fotometriai idősorok Fourier-analízisével történik. A modulált RR Lyrae csillagok Fourier-spektrumában a radiális módus $f, 2f, 3f, 4f...$ frekvenciáin kívül az $f_m, f \pm f_m, 2f \pm f_m, 3f \pm f_m, 4f \pm f_m...$ modulációs frekvenciák is megfigyelhetők (a továbbiakban az f_m jelölés mellett Δf -et, a modulációs csúcs szeparációját is használjuk: $f_m = \Delta f$). Az, hogy a lehetséges modulációs frekvenciák közül melyek, milyen amplitúdóval és milyen fázisviszonnyal jelennek meg, csillagonként eltérő.

A 1.5. ábrán tesztadatsorokon mutatjuk meg a moduláció megjelenési formáját a Fourier-spektrumban, a moduláció amplitúdójának, fázisának és periódusának periodikus modulációját feltételezve.



1.5. ábra: Az amplitúdó, a fázis, illetve a periódus modulációjának megjelenése a Fourier-spektrumban tesztadatsorok alapján. Baloldalt: periodikus jel amplitúdójának (fent), fázisának (középen) és periódusának szinuszos modulációja a periodikus jel (középen nyíllal jelölve) kivonása (kifehértése) után a Fourier-spektrumban mindhárom esetben a jelre szimmetrikus csúcsokban jelentkeznek. Ezek a jel frekvenciájához képest $\pm \Delta f$ frekvenciáknál jelentkeznek, ahol Δf a modulációs frekvencia. Jobbra: a két domináns modulációs csúcs kifehértése után a maradvány spektrum a három esetben jelentősen eltér. (Nyilak jelzik a kivont frekvenciák helyét.) Amplitúdómodulációnál nincs maradvány, tehát ilyenkor a teljes jel tripletként jelentkezik. Fázismodulációnál a maradvány kvintuplet szerkezetű, de további ekvidisztans jelmaradványok is megjelennek. A periódus modulációja esetén komplex maradványspektrumot tapasztalunk. Az amplitúdóskála a jobb oldali ábrákon ugyanaz, mint baloldalt

A Fourier-technikával egy matematikai módszer birtokában vagyunk, ez azonban önmagában nem ad választ a spektrumok értelmezésére. Borkowski (1980) a $2f + f_m$ komponenst egy második vagy harmadik radiális felhang frekvenciájának gondolta, s az összes többi modulációs frekvenciát ennek és az f alapfrekvenciának nemlineáris csatolásán keresztül megjelenő lineáris kombinációs frekvenciákként értelmezte.

Mára ezt az elképzelést elvetették, s a jelenséget a radiális módus és nemradiális módusok kölcsönhatásával magyarázzák. A nemradiális módusokat kvantummechanikai analógiák alapján szintén kvantumszámokkal jellemzik, n : radiális kvantumszám; l : nemradiális foksám (összesen hány felszíni csomóvonal létezik); m : azimutális foksám (abszolút értéke megegyezik a meridionális, póluson átmenő csomóvonalak számával, $|m| \leq l$). l foksámmal $2l+1$ módus létezhet. Gömbszimmetrikus egyensúlyi konfiguráció esetében, ha a csillag nem forog, az $m \neq 0$ módusok megegyeznek az azonos n, l kvantumszámú $m = 0$ módussal. Az $l = 1$ módusokat dipól, az $l = 2$ -ket kvadrupól módusoknak hívjuk.

A nemradiális oszcillációk elmélete sok szempontból ma még nem kielégítően ismert. A gömbszimmetriától való eltérés a probléma leírását rendkívül bonyolulttá teszi, míg a radiális pulzáció megoldásának egyenletei egydimenziós skalárfüggvények, a háromdimenzióban terjedő hullámok gömbharmonikusok szerinti kifejtése csak számos egyszerűsítő feltétel mellett megoldott. A probléma megoldását tovább nehezíti a csillag forgása (Coriolis- és centrifugális erők figyelembevétele), illetve esetleges mágneses tér jelenléte. A legújabb eredmények, amelyek a β Cephei csillagok forgásának, illetve roAp csillagoknál a mágneses tér jelenlétének a pulzációra gyakorolt hatását tárgyalják, Daszyńska-Daszkiewicz et al. (2002) és Bigot & Dziembowski (2002) munkái.

A nemradiális oszcillációk modellezése lineáris nemadiabatikus kódokkal történik, és legtöbbször a kis amplitúdók esetében érvényes perturbációs elvet alkalmazzzák. A Blazhko-csillagoknál azonban azt tapasztaljuk, hogy a moduláció amplitúdója a nagy amplitúdójú radiális módus amplitúdójával összemérhető is lehet, és mind a moduláció részletes megfigyelése (lásd 2.3. fejezet), mind elméleti munkák (Nowakowski & Dziembowski, 2003) erős nemlinearitásokra utalnak. Mindez azt jelenti, hogy a nemradiális oszcillációk leírására ma még nincsenek teljes körűen használható, megbízható modellek, s a nagy amplitúdójú radiális módusok nemradiális módusokkal történő erősen nemlineáris kölcsönhatásainak leírására valójában még komoly próbálkozás sem történt.

RR Lyrae csillagokban nemradiális módusok gerjesztődésének elméleti bizonyítékát először Van Hoolst et al. (1998) számításai adták. Azonban még a kérdés legutóbbi átfogó vizsgálata (Dziembowski & Mizerski, 2004) is számos ellentmondást és megoldatlan problémát sorol a moduláció nemradiális módusokkal való kölcsönhatásként való értelmezésével kapcsolatban.

A téma teljes részletezése nélkül, csak a legsúlyosabb problémákat említem.

A modellek szerint nagy amplitúdójú radiális módus ($l = 0$) mellett megjelenő $l = 1, 2, \dots$; $m = 0$ kvantumszámú (azaz tengelyszimmetrikus, azimutális komponens nélküli) nemradiális módusok *nem* mutatnak megfigyelhető modulációs viselkedést. A radiális módus és a közeli nemradiális komponens ilyenkor 1:1 rezonancia-kapcsolatba kerül, ami a megfigyelt fényváltozás periódusának és amplitúdójának a radiális módusnak megfelelőétől való eltérésében mutatkozik. Ennek alapján, a tengelyszimmetrikus nemradiális módusok megjelenése ‘torz’ fénygörbe-alakban nyilvánul meg (Nowakowski & Dziembowski, 2001). Annak, hogy nemradiális komponens által torzított fénygörbéjű csillagok léteznének (amelyek fénygörbéje hasonló mértékben torz lehet, mint amennyire a megfigyelt Blazhko-csillagok fénygörbéje változhat), erős cáfolatát adja az RR Lyrae csillagok fénygörbéjének alakja és fizikai paramétereik között található nagy pontosságú összefüggések létezése (Simon & Clement, 1993; Jurcsik & Kovács, 1996; Kovács & Jurcsik, 1996, 1997; Jurcsik, 1998a; Kovács & Walker, 2001).

Modulációs viselkedést nemradiális módusok csak a $\pm m \neq 0$ móduspárok rotáci-

ós felhasadása esetében idézhetnek elő, ez a 2:1+1 rezonancia esete, mivel ilyenkor $2f = (f + \Delta f) + (f - \Delta f)$). A modulációs csúcsok megfigyelt nagymértékű aszimmetriájára azonban (amelyet a $Q = \frac{A_+ - A_-}{A_+ + A_-}$ aszimmetriaparaméterrel jellemeznek, A_- , illetve A_+ jelöli az $f - \Delta f$, illetve $f + \Delta f$ frekvenciák amplitúdóit) ez a megoldás sem tud magyarázatot adni (Nowakowski & Dziembowski, 2001). További probléma, hogy ezek a modellek megszorítást jelentenek a lehetséges modulációs periódusokra, $270 < P_B/P_0 < 450$ (Nowakowski & Dziembowski, 2001). Ez félnapos pulzációs periódust feltételezve csak 135–225 napos modulációt enged meg, ellentmondva mind a leggyakrabban tapasztalt néhányszor 10 napos értéknek, mind a hosszú, több éves modulációs periódusoknak.

A másik lehetséges magyarázat a modulációra az, hogy a Blazhko-csillagok mágneses térrel rendelkeznek. A dipól mágneses tér mentén a csillag fizikai paraméterei eloszlásának gömbszimmetriája sérül, s emiatt a radiális módus mellett természetesen nemradiális komponensek is megjelennek. Amennyiben a csillag mágneses és rotációs tengelye nem esik egybe, a csillag forgása során a pulzációs fényváltozás modulációját figyelhetjük meg. Ezt az ún. *ferde mágneses rotátor* elképzelést a moduláció magyarázatára először Balázs-Detre (1959) vetette fel, s az első erre vonatkozó modellszámításokat Cousens (1980) végezte el. Az 1980-as években a ferde mágneses rotátor modell valóságosnak bizonyult: ezt a gyorsan oszcilláló Ap (roAp) csillagokra vonatkozó megfigyelések minden szempontból megerősítették. Az RR Lyrae csillagokra vonatkozó mágnesestér-mérések azonban ellentmondásosak (Babcock, 1955, 1958; Preston, 1967; Romanov et al., 1987; Chadid et al., 2004). Shibahashi (2000) ferde mágneses rotátor modellje szerint a Blazhko-csillagok Fourier-spektrumának nem triplet, hanem kvintuplet szerkezetet kellene mutatni, ami a valóságban nem figyelhető meg (Alcock et al., 2003).

Mint látjuk, a Blazhko-effektus minden jelenleg ismert lehetséges magyarázata a csillag forgásához köti a Blazhko-periódus értékét. A megfigyelt tipikus 30–40 napnál hosszabb modulációs periódusok < 10 km/s rotációs sebességgel azonosíthatók, míg a ritkább rövid periódusok esetében a rotációs sebesség akár 20–40 km/s is lehetne (lásd a 2.4. ábra).

A csillagok forgási sebességének látóirányú vetületi komponensét ($v \sin i$) spektrumvonalaik kiszélesedéséből határozzák meg. Nagy amplitúdójú radiális pulzáció esetében azonban, amikor a dinamikus atmoszféra különböző mélységű rétegeinek mozgása sokszor nem szinkronizált, a vonalprofilokból a $v \sin i$ meghatározása nem egyértelmű feladat.

RR Lyrae csillagok esetében a $v \sin i$ direkt meghatározását célzó mérések nem történtek. Peterson et al. (1996) RR Lyrae csillagok korábbi spektroszkópiai méréseit összegyűjtve arra az eredményre jutottak, hogy a megvizsgált csillagok mindegyikénél $v \sin i < 10$ km/s. Ebből azt a következtetést vonták le, hogy az RR Lyrae csillagok nem rendelkeznek jelentős forgási sebességgel.

Nem szabad figyelmen kívül hagyni azonban, hogy spektroszkópiailag nem a

valódi rotációs sebességet (v_{rot}), hanem annak az inklináció szerint csökkentett részét, $v \sin i$ -t tudunk meghatározni. Nem állíthatjuk tehát, hogy Peterson et al. (1996) eredménye valódi cáfolatát jelentené annak, hogy a Blazhko-csillagok modulációs periódusát a rotáció periódusával azonosítsuk.

1.2. Felhasznált mérések, adatfeldolgozási módszerek

A pulzáló változócsillagok fényváltozása könnyen, nagy pontossággal követhető már viszonylag kis távcsövekkel is. Munkáim nagy részéhez az MTA Csillagászati Kutatóintézet távcsöveivel végzett méréseket használtam fel, amelyeket archív anyagokkal és irodalmi adatokkal egészítettem ki.

Legújabb eredményeim a sváb-hegyi automatizált 60 cm-es távcsővel végzett, rendkívül eredményes, kiterjedt mérésorozatokon alapulnak. Fontosnak tartom megjegyezni, hogy a méréseket irányításommal kizárólag egyetemi hallgatók végezték, s ezáltal lehetőség nyílt számukra a tudományos kutatómunkába való érdemi bekapcsolódásra is.

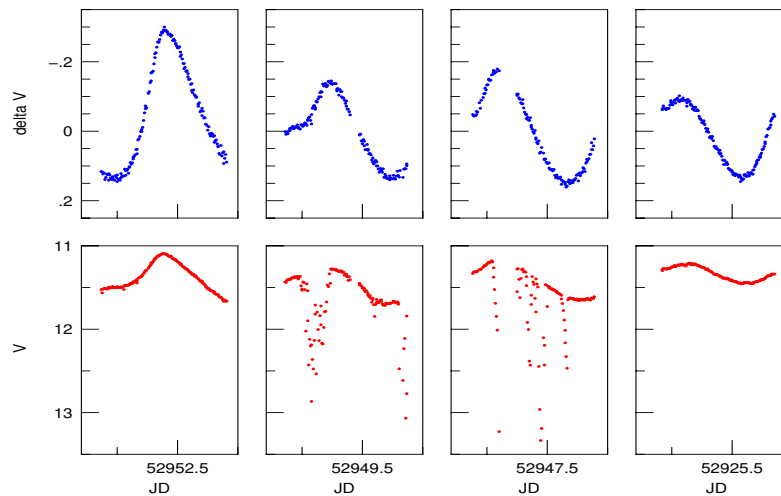
A magyarországi asztroklíma CCD-technikával meglepően jó mérési statisztikát mutat (lásd 1.6. ábra). Tizenhat hónapnyi mérésidő alatt 8 csillagról gyűjtöttünk részletes elemzésre alkalmas többszín (BVR_cI_c) fotometriai adatsort (lásd az 1.1. táblázat adatait). Csillagonként és színenként 500–5000 adat áll rendelkezésünkre. Méréseink csupán egy részének feldolgozásából is már fontos tudományos eredmények születtek (lásd a 2.3. és 3.3. fejezetet).

1.1. táblázat: A 60 cm-es távcső mérései 2003–2005-ben

Csillag / mérési éjszakák száma							
TZ Aur	V823 Cas	SS Cnc	ST CVn	BS Com	RR Gem	CZ Lac	TW Lyn
12	38	30	59	12	64	68	18

A fotometriai adatok feldolgozásának technikáját a méréshez használt detektor határozza meg. Míg a fotoelektromos fotometriai adatokat egyszerű számítógépi programokkal, a CCD-képeket komoly képfeldolgozási technikákra alkalmas nagyobb programcsomagokkal (pl. IRAF¹) lehet kiértékelni. A régi archív fotolemez-anyagot, amely a csillagok hosszú távú viselkedésének vizsgálatához ma is számos értékes, új eredményt adhat, jelenleg már digitalizálva, szintén képfeldolgozási eszközökkel dolgozzuk fel (pl. az XZ Draconis (Szeidl et al., 2001), illetve az RR Geminorum (Sódor,

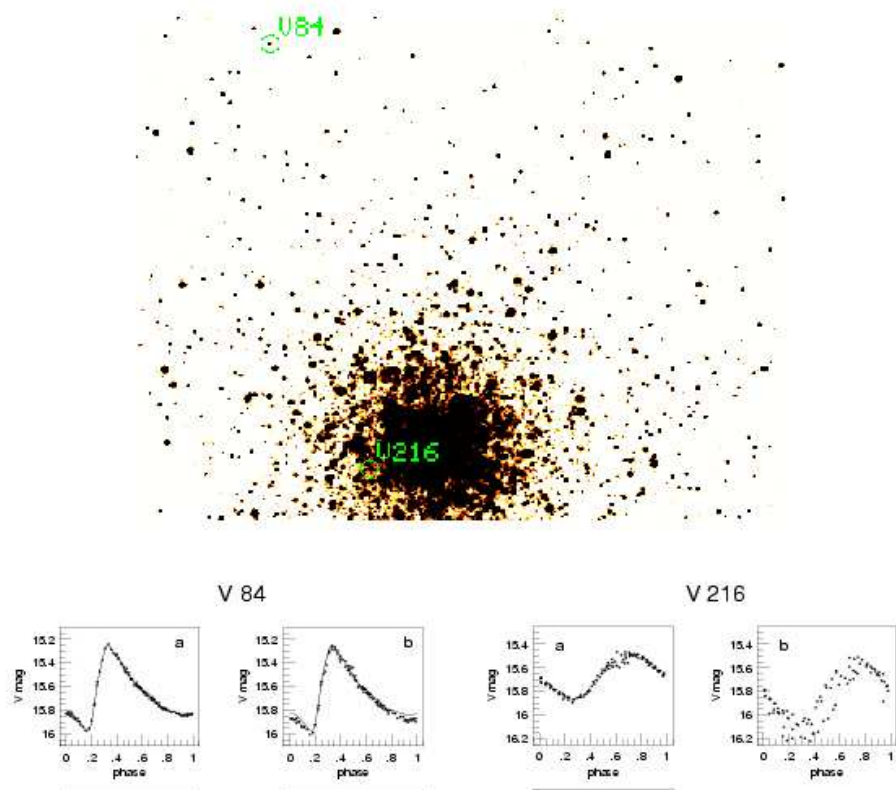
¹Az IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) a NOAO (National Optical Astronomy Observatories) által fejlesztett általános célú csillagászati képfeldolgozó szoftvercsomag. <http://iraf.noao.edu/>



1.6. ábra: Összehasonlító fotometria CCD-technikával. A hazai lehetőségeink a változócsillagok esetében relatív mérésekre korlátozódnak, azaz nemcsak a vizsgálandó objektumot mérjük, hanem annak fényességét egy, a közelében levő, úgynevezett összehasonlító (öh.) csillag fényességével hasonlítjuk össze. CCD-technikával ez a módszer arra is lehetőséget nyújt, hogy félig borult, ún. ‘nem fotometriai’ éjszakákon is mérni lehessen. Az ábrán a svábhegyi 60 cm-es távcsővel a V823 Cas-ról végzett méréseket mutatunk (lásd 3.3. fejezet). Az alsó fénygörbék a változócsillag közvetlenül megfigyelt fényességét ábrázolják. A két középső ábrán látható, hogy a csillag fényessége többször 1,5–2 magnitúdónyit halványodott, a légkör átlátszóságának romlása miatt (azaz felhők vonultak át). A felső ábrákon a változó fényességét egy közeli öh. csillagéhoz viszonyítva mutatjuk. Ezeken az ábrákon minden mérési pontot feltüntetünk, amit az alsókon ábrázoltunk. Az egyébként használhatatlan fénygörbéből CCD összehasonlító fotometriával a nem teljesen derült éjszakákon is megbízható, nagy pontosságú mérést nyerhetünk. A változócsillagászati kutatások számára az egyik legfontosabb a mérések megfelelő időbeli kiterjedtsége, CCD-technikával Magyarországon az ájszakák közel 2/3-án lehet mérést végezni

2005) fotografikus anyaga). A csillagokban zsúfolt területek, mint amilyenek pl. a gömbhalmazok, ma leghatékonyabb fotometriai feldolgozási módszerét (Image Subtraction Method, ISIS) Alard (2000) dolgozta ki (lásd 1.7. ábra). Munkáim során mind-ezen technikák alkalmazásában komoly jártasságra tettem szert.

A változócsillagászati fotometriai adatok valójában speciálisan mintavételezett idősorok, nem ekvidisztans mintavételezéssel, rendszeres (nappal – éjszaka) és rendszeretlen (időjárás) megszakításokkal. A folytonos adatsorok Fourier-technikájának alkalmazását valós csillagászati adatsorokra Deeming (1975) dolgozta ki. A Kolláth



1.7. ábra: *Példák különböző képfeldolgozási technikák eredményességére.* Az M3 gömbhalmaz egy külső (V84) és egy a központ csillagokban rendkívül zsúfolt tartományába tartozó (V216) változójának fénygörbéi (Jurcsik, 2004). A felvételt Rostás Janka készítette a piszkéstetői 1 m-es távcsővel. A mérések képfeldolgozása a) az ISIS képlevonó módszerrel (Alard, 2000), illetve b) az IRAF PSF fotometriájával történt, amely a pontforrás képének függvényillesztését végzi

Zoltán (1990) által összeállított MUFran programcsomag a periodikus fényváltozások elemzéséhez sokrétű segítséget nyújt.

Matematikai, statisztikai, grafikus programcsomagok használata (pl. Mathematica, S-Plus), egyedi problémák megoldásának programozása a modern kutatómunka elengedhetetlen része.

1.2.1. Fénygörbe-analízis

A pulzáló változócsillagok fénygörbe-analízisének általános módszere a mérések Fourier-összeggel történő illesztése:

$$mag(t) = \langle mag \rangle + \sum_i \sum_j A_{ij} \cos(2\pi f_i t + \phi_{ij}),$$

azaz az adatokat i frekvenciával (valódi független frekvenciák és azok lineáris kombinációi) írjuk le, amelyek mindegyikének j felharmonikusát is figyelembe vesszük. Amennyiben a fényváltozás szabályos, adatainkat hibahatáron belül véges számú frekvenciával illeszteni tudjuk.

A felharmonikusok figyelembevételével az adott periódusú jel alakjának szinusztól való eltérését követjük. A felharmonikusok amplitúdóarányai ($R_{j1} = A_j/A_1$), és epochafüggetlen fáziskülönbségei ($\phi_{j1} = \phi_j - j\phi_1$) a jel valódi alakjának fontos paraméterei. Ezek a mennyiségek változótípusonként jellegzetes értékűek.

Hasonló mennyiségeket különböző frekvenciák nemlineáris csatolásával megjelenő kombinációs frekvenciák esetében is definiálhatunk (lásd a 3.3. fejezetben).

1.2.2. A periódusváltozás mérőeszköze, az $O - C$ diagram

Periodikus jelek periódusváltozásait a megfigyelt jel időpontja (O : observed) és annak a periódus ismerete alapján számolt időpontja (C : calculated) közötti eltéréssel vizsgálhatjuk.

$$O - C = \int P(E) dE - EP_a = \frac{1}{P_a} \int P(t) dt - t, \quad (1.1)$$

ahol E az epochaszám, és az $O - C$ -t P_a periódusértékkel számoltuk.

Amennyiben az $O - C$ polinommal illeszthető,

$$O - C = \sum_{i=1}^k c_i t^{i-1}, \quad (1.2)$$

akkor a pillanatnyi periódus a c_i oefficiensek alábbi függvénye lesz

$$P(t) = P_a \sum_{i=2}^k (i-1) c_i t^{i-2} + P_a. \quad (1.3)$$

Ennek alapján könnyen belátható, hogy lineáris $O - C$ konstans periódust, parabolikus $O - C$ lineáris periódusváltozást jelent.

Hasonló módon kimutatható, hogy periodikus $O - C$ periodikus periódusváltozásra utal.

2. fejezet

Az RR Lyrae típusú változócsillagok modulációi

2.1. A moduláció általános tulajdonságairól

A Blazhko-csillagokról készült összefoglaló munkák (Szeidl, 1988; Smith, 1995) alapján a klasszikus Blazhko-moduláció a galaktikus mező és a gömbhalmazok alapmódusú RRab csillagainak mintegy 30%-ánál figyelhető meg. A galaktikus mező RRc csillagai közül korábban csupán háromnak a modulációját jegyezte az irodalom, de ezekkel az eredményekkel kapcsolatban kétségek is felmerültek.

A gravitációs-lencse-programok és a CCD-technika elterjedése eredményeként tömegessé vált a fotometriai változócsillag-mérés, ami a modulált RR Lyrae csillagok vizsgálatában is új eredményeket hozott. Ma már közel 1000 modulált RR Lyrae csillagot ismerünk, s ezek közel 10%-a első felhangú RRc csillag.

RRc csillagoknál teljes egyértelműséggel modulációs viselkedést először Olech et al. (1999) mutattak ki az M55 gömbhalmaz néhány változója esetében. Ezeknek a csillagoknak a modulációja azonban eltért az addig ismert Blazhko-csillagokétól: a Fourier-spektrumban nem triplet, hanem a radiális módus frekvenciája mellett csak az egyik oldalon megjelenő közeli frekvenciakomponens látszott (a frekvenciaarány nagyobb volt 0,9-nél, ami kizárta, hogy két radiális módusról legyen szó). Ez az eredmény az első közvetlen bizonyítéknak tűnt arra, hogy az RR Lyrae csillagokban nemradiális módusok is gerjesztődnek. Modellszámítások azonban arra mutattak, hogy megfigyelhető modulációt csak a $\pm m$ azimutális kvantumszámú nemradiális móduspárok okozhatnak (Nowakowski & Dziembowski, 2001). Emiatt a Fourier-spektrum minden esetben triplet szerkezetű kellene hogy legyen. Jelenleg sem a triplet szerkezetek sok esetben megfigyelhető erős aszimmetriájára, sem az egyvonalú modulációra nem tudunk kielégítő magyarázatot adni.

Később RRab csillagoknál is találtak hasonló ‘egy oldalú’ viselkedést, valamint

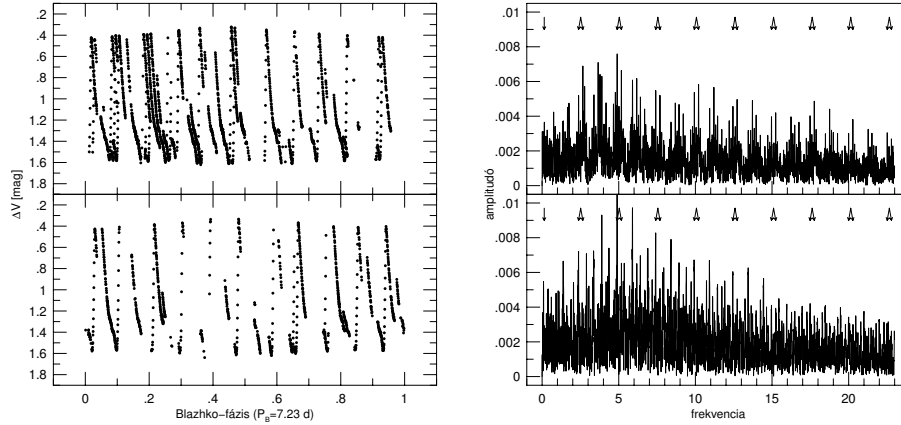
RRc csillagoknál is triplet szerkezetű modulációt (Alcock et al., 2000, 2003; Moskalik & Poretti, 2003). Az első, viszonylag fényes mező RRc csillagot, amely kétségtelenül modulációs viselkedést mutat, az ASAS (Pojmanski, 2003) mérései alapján sikerült felfedezni (Antipin & Jurcsik, 2005). A frekvenciaszeparáció azoknál a csillagoknál, amelyeknél csak egy oldali modulációs komponens látszik, ugyanabban a tartományban változik, mint a klasszikus Blazhko-csillagoknál, ami a két típus közeli rokonságára utal.

A modulációk osztályozására a Fourier-spektrum szerkezete alapján többféle jelölést is bevezettek (lásd pl. Alcock et al., 2000, 2003; Moskalik & Poretti, 2003), amelyek alapvetően négyféle modulációs viselkedést különböztetnek meg.

- *Blazhko-moduláció*: szimmetrikus vagy aszimmetrikus ekvidisztans triplet,
- $\nu 1$ *változók*: a radiális módus frekvenciái mellett egy közeli frekvenciakomponens van,
- $\nu 2$ *változók*: a radiális módus frekvenciái mellett két nem ekvidisztans frekvenciakomponens van,
- *periódusváltozás*: a radiális módus frekvenciái környékén számos közeli frekvenciakomponens van.

Ezt az osztályozást V -re transzformált, illetve 'r' színben végzett MACHO-mérések alapján állították fel, amelyek szórása 0,05–0,10 mag, s ez – az alkalmazott automatizált Fourier-analízis során – a spektrumok 0,015 mag amplitúdónál kisebb modulációs csúcsainak kimutatását nem tette lehetővé. Az I hullámhosszú OGLE (Moskalik & Poretti, 2003) mérésekből – nagyobb hullámhosszak felé mind a pulzáció, mind a moduláció amplitúdója csökken – kimutatott legkisebb modulációs amplitúdó is hasonló nagyságú, 0,013 mag volt. Ezek az amplitúdók a moduláció legnagyobb amplitúdójú frekvenciakomponensének felelnek meg, a moduláció valódi teljes amplitúdója ennek akár 10–15-szöröse is lehet. A rossz jel/zaj viszony miatt a fenti szempontok szerinti osztályozás erősen torzított eredményt adhat, mivel a kis amplitúdójú modulációs frekvenciakomponensek sok esetben a zajba vesznek. A Blazhko-változók ekvidisztans modulációs frekvenciáinak amplitúdói csak ritkán azonosak. Az RR Gem példáján bemutattuk (Jurcsik et al., 2005a, lásd 2.1. ábra), hogy a spektrum szimmetria-tulajdonságait az adat-mintavételezés is erősen befolyásolja. Ez azonban nem jelenti azt, hogy ne létezne valóban erősen aszimmetrikus triplet szerkezetű moduláció. Az SS Cnc-ről (Jurcsik et al., 2005d) kapott eredményünk jó példa arra, hogy a kisebb és nagyobb frekvenciájú komponensek amplitúdói valóban erősen eltérőek lehetnek.

Természetes törekvés, hogy amíg az ellenkezőjére nincs megdönthetetlen bizonyíték, addig a megfigyelt modulációs típusokat (a tiszta periódusváltozástól eltekintve) azonos jelenség különböző formáinak tekintsük. Ennek alapján valójában a $\nu 1$ változók



2.1. ábra: Az RR Geminorum fél-fél adatsorának Fourier-spektruma. Az RR Gem 110 napot átfogó méréssorozata első (~ 2000 pont; fönt), illetve második felének (~ 1000 pont; lent) adateloszlása a moduláció fázisa szerint feltekerve, mellette az adatok Fourier-spektruma a radiális módus fényváltozásának kivonása után (Jurcsik et al., 2005a). Az adatok első fele már majdnem teljes lefedettséget ad a pulzációra a moduláció minden fázisában. Ennek az adatsornak a Fourier-spektruma közel szimmetrikus triplet szerkezetet mutat (a modulációs csúcsokra nyilak mutatnak), hasonlóan a teljes adatsorra kapott eredményhez (lásd a 2.17. ábra). Az adatok második felébe kevesebb mérés tartozik, itt pl. a 0,3–0,4 Blazhko-fázisban nincs leszállóg-mérés, és a 0,6 fázisnál hiányzik az átészlelt maximum. Ennek az adatsornak a Fourier-spektrumából az $f + \Delta f$ komponensek szinte teljesen hiányoznak, ez a spektrum tipikus $\nu 1$ spektrumnak felel meg. Eredményünk azt bizonyítja, hogy az adateloszlás erősen torzíthatja a spektrum szerkezetét, és ez akár eltérő klasszifikációt is eredményezhet. Összehasonlításképpen: a MACHO adatok csillagonként kb. 1000 mérést tartalmaznak, míg az OGLE adatsorok csupán 130–150 pontból állnak

is triplet szerkezetűek, csak a nem megfelelő mintavételezés, illetve a kedvezőtlen jel/zaj arány miatt a triplet egyik komponensét nem látjuk (Jurcsik et al., 2005b). Közös tulajdonsága ezen változóknak, hogy modulációjukat egy modulációs periódus jellemzi. Nagy valószínűséggel a $\nu 2$ változók is aszimmetrikus triplet szerkezetűek, csak nem egy, hanem két modulációs periódus szerint.

A $\nu 2$ változók megértése valószínűleg kulcsfontosságú lehet az RR Lyrae csillagok modulációjának magyarázatához. Amennyiben feltesszük, hogy esetükben is ugyanaz a jelenség történik, mint az egy modulációs periódussal jellemezhető változókéban, ez erősen megnehezítené a moduláció rotációval való kapcsolatának értelmezését. Természetes elvárás, hogy egy csillagnak csak egy rotációs periódusa létezik, s akár felszíni, akár mélységi (az RR Lyrae csillagok esetében egyikről sincs sem

elméleti, sem megfigyelési információnk) differenciális rotáció nem adhat olyan eltérő rotációs értékeket, mint amilyenek a ν^2 változók modulációs periódusaiban megjelennek. Másrészt azonban mi indokolná, hogy a ν^2 változók modulációinak gyökerelesen más legyen a magyarázata, mint a Blazhko-változóké? Jelen ismereteink alapján ma is csupán azt állíthatjuk a modulált RR Lyrae csillagokról, hogy az összes rendelkezésre álló információt konzisztensen értelmező magyarázatot még nem találtunk a jelenségre.

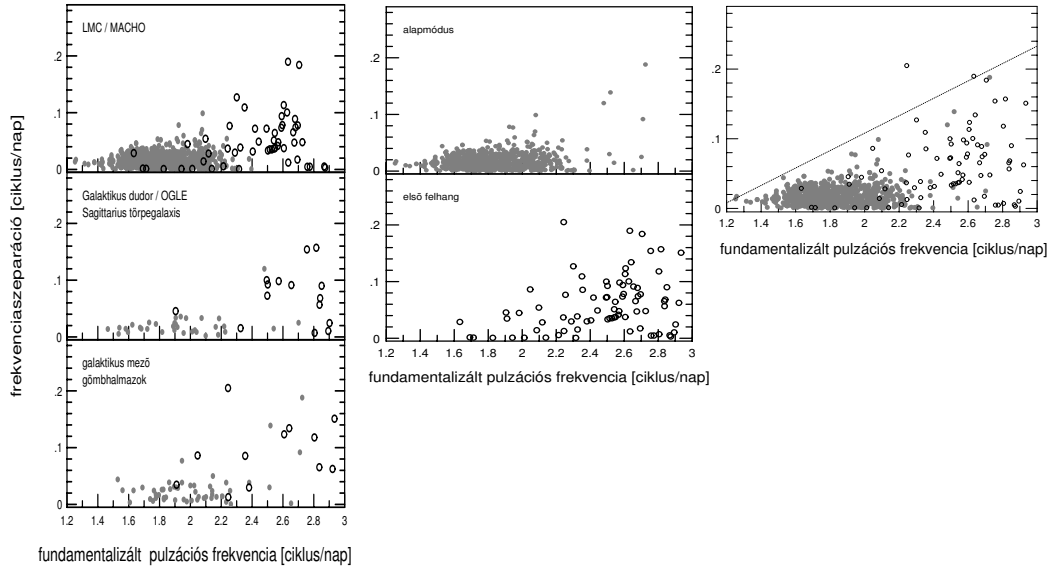
Mint a bevezetőben (1.1.3. fejezet) utaltunk rá, a Blazhko-csillagok modulációs periódusát a jelenségre adott lehetséges elméleti magyarázatok a csillagok rotációs periódusával hozzák kapcsolatba. A következő fejezetben (2.1.1.) látni fogjuk, hogy megfigyelési oldalról is találhatunk erre utaló bizonyítékot.

2.1.1. A moduláció periódusának kapcsolata a csillagok rotációjával

Annak ellenére, hogy a Blazhko-moduláció lehetséges magyarázatai mind a csillag forgásához kötik a moduláció periódusát, az RR Lyrae csillagok forgására direkt bizonyítékunk nincsen. Peterson et al. (1996) negatív eredménye, miszerint 30 RR Lyrae csillag közül egynél sem találtak $v \sin i > 10$ km/s értéket, bizonyos fokig megkérdőjelezhetné a rotáció szerepét a modulációban. A $v \sin i$ azonban – mint ahogy az 1.1.3. fejezetben már említettük – nem azonos a valódi rotációs sebességgel, hanem csupán annak a látószög irányú komponense. A Peterson et al. (1996) által vizsgált 10 Blazhko-csillag (melyek közül a WY Dra modulációját cáfoltuk (Sódor & Jurcsik, 2005)) valódi rotációs sebessége modulációs periódusuk alapján (ennek becslését lásd később ebben a fejezetben) 7 csillag esetében kisebb lenne, mint 8 km/s, a Z CVn esetében 12 km/s, egyedül az SS Cnc-re kapnánk nagy, 35 km/s értéket. Az SS Cnc modulációját a 2.3. fejezetben részletesen vizsgáljuk, itt csak annyit jegyzünk meg róla, hogy modulációja anomálishan kis, $\sim 0,1$ mag amplitúdójú. Mindezek alapján Peterson et al. (1996) eredményét nem tekinthetjük az RR Lyrae csillagok forgása valódi cáfolatának. Sőt, az SS Cnc kis modulációs amplitúdója megerősítheti, hogy vetületi effektus játszik szerepet, amely mind a mért $v \sin i$ -t, mind a moduláció megfigyelt amplitúdóját erősen lecsökkenti.

Minden erőfeszítés, amely arra irányult, hogy a pulzáció és a moduláció tulajdonságai között bármilyen szabályszerű kapcsolatot sikerüljön kimutatni, korábban nagyrészt eredménytelennek bizonyult. Az ω Centauri Blazhko-változói esetében a modulációs periódusok és a pulzációs periódus, illetve a csillagok abszolút fényessége vagy az ezzel korrelált fémtartalma között kapcsolat látszott (Jurcsik, 2001), azonban a kis minta és egyéb bizonytalanságok miatt ez az eredmény nem volt általános érvényűnek tekinthető.

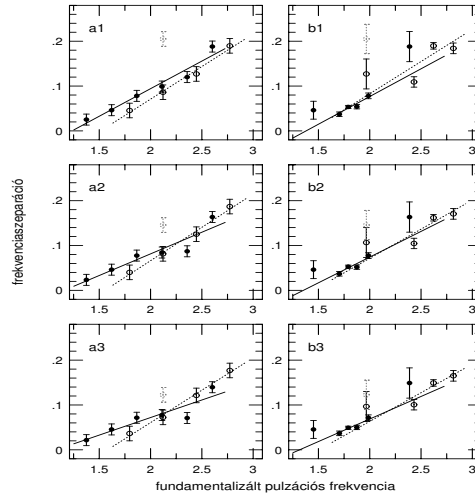
Mivel az RR Lyrae csillagok pulzációját jól ismerjük, abból a csillag szerkezetére, fizikai paramétereire tudunk következtetni, ezért ha kapcsolatot találunk a moduláció és a pulzáció viselkedése között, az nagy előrelépést jelenthet a moduláció valódi



2.2. ábra: Modulált RR Lyrae csillagok modulációs frekvenciája a fundamentalizált pulzációs frekvencia függvényében (Jurcsik et al., 2005b). A modulációs frekvencia (amely a Fourier-spektrumban a pulzációs és modulációs frekvencia szeparációjának felel meg) a pulzációs frekvencia szerint nem egyenletesen oszlik el, rövid modulációs periódus (nagyobb frekvenciaszeperáció) csak a rövidebb pulzációs periódusú (nagyobb frekvenciájú) változóknál jelentkezik, mind a különböző mintákon (balra), mind az alapmódusú, illetve a fundamentalizált frekvenciájú első felhangú változók esetében (középső ábra). A jobb oldali ábrán a teljes minta, 815 RRAb és 79 RRC csillag, jól meghatároz egy lineáris burkolót, amelynek alapján adott pulzációs periódusnál a moduláció lehetséges legnagyobb frekvenciája $MAX(f_{mod}) = 0.125f_0 - 0.142$ értékű lehet. A kiugró pont az M5 V104-es változója, amelynek modulált viselkedésével kapcsolatban kétségek merülnek fel

természetének megismerésében.

A korábban ismeretlen kis amplitúdójú modulációk (lásd a 2.3. fejezet) felfedezése, amely a kis amplitúdók mellett rendkívül rövid modulációs periódusok létezését is bizonyította, felvetette a kérdést, vajon milyen eloszlást mutat a modulált RR Lyrae csillagok modulációs periódusa (Jurcsik et al., 2005b). A gravitációs mikrolencseprogramok (MACHO, OGLE stb.) melléktermékeként tömeges fotometriai anyag áll rendelkezésre az LMC, az SMC (Nagy és Kis Magellán-felhő), a galaktikus dudor (bulge) RR Lyrae csillagairól. Ezeket az eredményeket a galaktikus mező és a gömbhalmazok Blazhko-változóival kiegészítve, összesen 894 RR Lyrae csillag pulzációs és modulációs periódusát ismerjük. Annak érdekében, hogy az RRAb és RRC csillagokat azonos mintának tekinthessük, az RRC csillagok megfigyelt pulzációs periódusa

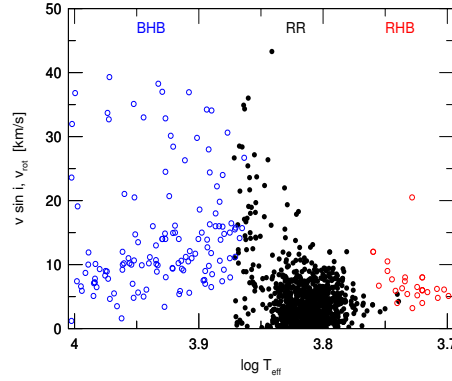


2.3. ábra: A legrövidebb modulációs periódusok eloszlása. A legrövidebb modulációs periódusú 1, 2, illetve 3 csillag modulációs frekvenciája (frekvenciaszeparációja), illetve annak átlagértéke, azonos frekvenciatartományú (a1–a3), illetve azonos csillagszámú (b1–b3) binekben a pulzáció frekvenciája szerint hibahatáron belül minden esetben azonos egyenest definiál az RRab (folytonos vonal) és az RRC (szaggatott vonal) csillagok esetében. Ezzel statisztikailag is megerősíthető, hogy a legnagyobb modulációs frekvenciák eloszlása nem a kis minták véletlen eloszlásából ered

helyett ún. fundamentalizált periódusukat (azt a periódust, amellyel az adott csillag alapl módusban rezegne) használjuk.

A modulációs frekvencia a pulzáció frekvenciája szerint speciális eloszlást mutat (lásd a 2.2. és 2.3. ábrát). A minta nagy részének modulációs frekvenciája kisebb mint 0,04 ciklus/nap ($P_{mod} > 25$ nap), ezek a csillagok tömegesen az 1,5–2,2 ciklus/nap pulzációs frekvenciatartományba esnek. A ritka, hosszabb modulációs frekvenciájú változók ezzel ellentétben csak a nagyobb pulzációs frekvenciájú csillagok között találhatók. Ezek szerint minél rövidebb a pulzáció periódusa, annál rövidebb lehet a moduláció periódusa is. E szabályszerűség felfedezésével először sikerült közvetlen kapcsolatba hozni a moduláció valamely tulajdonságát a csillagok pulzációjával (Jurcsik et al., 2005b).

De mit is jelenthet ez a kapcsolat? A horizontális ág instabilitási sávján mind a hidegebb, mind a melegebb irányban kívül eső csillagokra, ha nem is tömegesen, de vannak spektroszkópai rotációssebesség-mérések. Érdekes ezeket az eredményeket összehasonlítani az RR Lyrae csillagok modulációs periódusainak eloszlásával. Az összehasonlítást leginkább a rotációs periódusok hőmérséklet szerinti eloszlásán keresztül tehetjük, mivel a pulzáció periódusa erős függést mutat a csillag felszíni hőmérsékletétől. A pulzációs egyenlet alapján, amely a periódust a csillag fizikai paramétere-



2.4. ábra: A horizontális ági csillagok rotációs sebességének eloszlása hőmérsékletük függvényében. A kék, illetve vörös horizontális ági csillagok (BHB, RHB – üres körök) rotációját ($v \sin i$) spektrumvonalaik kiszélesedéséből határozták meg. Az ábrázolt RR Lyrae csillagok (fekete pontok) hőmérséklete pulzációs periódusuk szerint, rotációs sebességük modulációs periódusuk rotációjukkal való azonosítása alapján határozható meg. A rotációs sebességek eloszlása azt mutatja, hogy az RR Lyrae csillagok esetében tapasztalt lehetséges legrövidebb modulációs periódusok (rotációs periódus) csökkenése a rövidebb pulzációs periódus (magasabb hőmérséklet) irányában a teljes horizontális ágra érvényes

inek függvényében adja meg (luminozitás, hőmérséklet, tömeg és kémiai összetétel), a periódus luminozitás- és hőmérsékletfüggése a domináns. Elhanyagolva a luminozitásfüggést, a csillagok hőmérsékletére csupán periódusuk alapján durva becslést adhatunk ($\log T_{eff} = 3,97 - 0,289P_0$). Amennyiben a modulációs periódus a rotációs periódusnak felel meg, a moduláció periódusából a pulzációs állandó RR Lyrae csillagokra érvényes értékének ($P_0\sqrt{\rho} = 0,038$) ismeretében – ha az egyébként nem túl nagy szórást mutató tipikus RR Lyrae-tömeget $M = 0,55 M_{Nap}$ -nak vesszük – a csillagok sugara, s ezzel a forgási periódus és a rotációs sebesség közötti kapcsolat meghatározható: $v_{rot} = 362 f_{mod} \times f_0^{-2/3}$.

Ezt felhasználva meg tudjuk vizsgálni, hogy a modulált RR Lyrae csillagok így kapott rotációs sebessége hogy viszonyul a horizontális ág nem változó csillagainak spektroszkópiailag mért rotációs sebességeihez (lásd 2.4. ábra). Az eredmény meglepően jó egyezést mutat. Az RR Lyrae csillagok fentiek szerint származtatott rotációs sebességértékei mind nagyságukban, mind az általuk mutatott pulzációs periódusukból számított hőmérsékletfüggésük alapján azonos viselkedést mutatnak a nem változó csillagokéival. A kapott egyezéssel erős bizonyítékot szereztünk arra, hogy a Blazhko-csillagok modulációs periódusa valóban rotációjukat tükrözi.

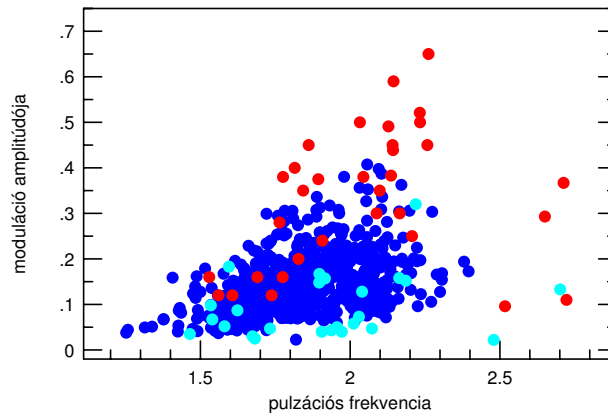
A rotációs sebesség horizontális ágon tapasztalt eloszlásának legkézenfekvőbb magyarázata egy óriáság-teteji impulzusmomentum-korlát lehet. Ha ilyen korlát létezik,

ez a horizontális ágon a minél kisebb méretű, tömegű csillagok esetében egyre nagyobb rotációs sebességben nyilvánul meg. Az óriásági tömeg/impulzusmomentum-vesztés sok szempontból máig nem ismert, pontos mértékére, korlátaira csak a horizontális ági csillagok tapasztalt tulajdonságaiból következtethetünk. Amennyiben bebizonyosodik, hogy a horizontális ágra fejlődött csillagok számára valóban létezik egy impulzusmomentum-korlát, ez az óriáság-teteji, és az onnan a horizontális ágra való fejlődés megértésében is fontos eredmény lehet.

2.1.2. A moduláció amplitúdójának eloszlása

Annak ellenére, hogy – a 2.1. fejezetben említett okokból – ismereteink a modulált RR Lyrae csillagokról valószínűleg több szempontból is torzított mintákon alapulnak, a rendelkezésre álló adatok összesítésével mégis érdemes a moduláció további általánosan érvényes tulajdonságait keresni.

A bevezetőben bemutatott két szélsőséges példa (RR Gem: $A_{mod} < 0,1$ mag; V442 Her $A_{mod} > 1,0$ mag) alapján a moduláció amplitúdója komoly eltéréseket mutathat. Bár a rendelkezésre álló mintákból – kiválasztási effektusok miatt – hiányozhatnak a legkisebb amplitúdójú modulációk, és a különböző mérések, adatfeldolgozási eljárások megnehezítik az eredmények konzisztens összehasonlítását, az ismert mo-



2.5. ábra: Modulált R Rab csillagok modulációjának amplitúdóeloszlása pulzációs frekvenciájuk szerint. Az egyre rövidebb periódusok (nagyobb frekvenciák) felé a moduláció amplitúdója egyre nagyobb lehet. A kék pontok az LMC Blazhko-csillagai (Alcock et al., 2003), a galaktikus dudor OGLE adatait (Moskalik & Poretti, 2003) világoskék, míg a galaktikus mező Blazhko-csillagait piros színnel ábrázoltuk

dulációk amplitúdóeloszlása az alapmódusú RRab csillagok esetében rendkívül érdekes összefüggést mutat a pulzáció frekvenciája és a moduláció amplitúdójának lehetséges nagysága között (Jurcsik et al., 2005d).

A 2.5. ábra szerint, amelyen (a rendelkezésre álló minták alapján) a moduláció becsült amplitúdójának eloszlását látjuk, a modulált RRab csillagok modulációs amplitúdója egyre nagyobb lehet a rövidebb pulzációs periódusok irányába. Ez a moduláció érzékeny hőmérséklet- és méretfüggésére utal. Minél kisebbek, forróbbak a csillagok, annál erősebb, nagyobb amplitúdójú lehet modulációjuk. Ennek az eredménynek az értelmezése, annak vizsgálata, hogy ez az összefüggés milyen korlátot, kikötést jelent az elméleti munkák számára, még nem történt meg.

2.1.3. Torzult-e mindig a Blazhko-csillagok fénygörbéje?

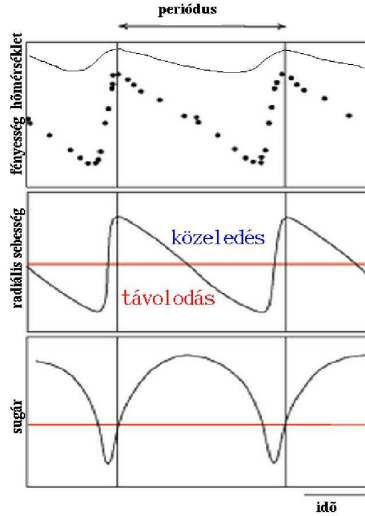
A Blazhko-csillagok fényváltozásának változásairól nemcsak azt nem tudjuk, hogy mi okozza, az sem ismert pontosan, milyen változást jelent valójában a moduláció egy hasonló, modulálatlan csillag fényváltozásához képest. Az erre vonatkozó korábbi információink korlátozottak. Szeidl (1988) kimutatta, hogy az M3 gömbhalmaz Blazhko-változói a moduláció nagy amplitúdójú fázisában illeszkednek a modulációt nem mutató RRab csillagok által kijelölt periódus–amplitúdó diagramra. A Blazhko-csillagok fénygörbéje a kis amplitúdójú fázisban gyakran speciális alakú, amelyet modulálatlan csillagnál nem találunk. Ez megerősíti, hogy ha a modulált csillagok esetében van olyan fázis, amikor fényváltozásuk ‘torzítatlan’, az nem lehet a kis amplitúdójú fázis környékén.

De vajon van-e olyan fázisa a modulált csillagoknak, amikor fénygörbéjük egy ugyanolyan, de modulálatlan csillagénak felel meg? A rendelkezésre álló megfigyelések kétféle lehetőséget nyújtottak ennek a kérdésnek az eldöntésére (Jurcsik et al., 2002a).

Fénygörbe-amplitúdó – radiálissebesség-amplitúdó összefüggés

A radiális pulzáló változókra jellemző, hogy milyen összefüggés áll fenn fényváltozásuk, illetve radiálissebesség-változásuk amplitúdója között. A 2.6. ábrán sematikusán ábrázoljuk egy RRab csillag felszíni paramétereinek változását a pulzációs ciklus során. A megfigyelt fényváltozás a méret- (sugár-) és hőmérséklet-változás eredményeként jön létre; azt, hogy a méretváltozást milyen hőmérséklet-változás kíséri, s ez milyen luminozitásváltozással jár, a csillag szerkezete, fejlődési állapota és a pulzációját gerjesztő folyamat(ok) határozzák meg. Ez magyarázza, hogy minden radiális pulzáló változótípusra fényváltozás-amplitúdó – radiálissebesség-amplitúdó összefüggés létezik.

Alapmódusú RR Lyrae csillagokra ezt az összefüggést Liu (1991) határozta meg. A Blazhko-változókról rendelkezésre álló spektroszkópai és fotometriai méréseket összegyűjtve, öt változóról, az RR Lyrae, az RB Bootis, az XZ Cygni, az XZ Daconis

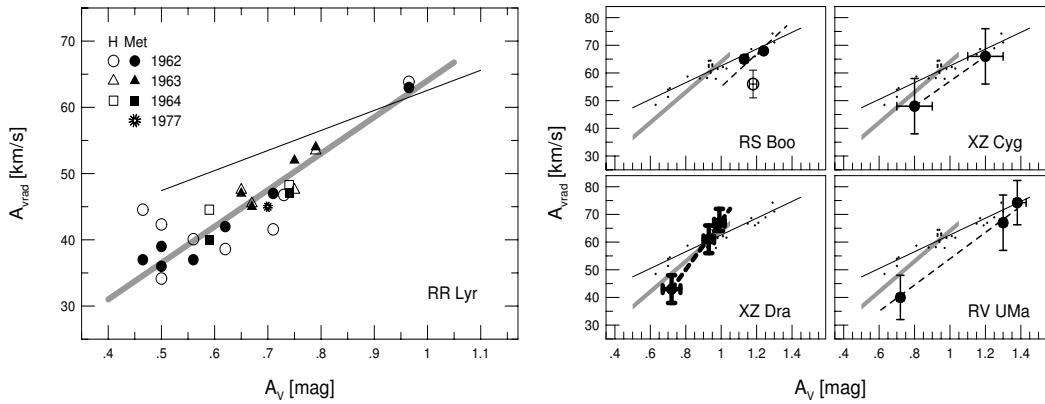


2.6. ábra: Egy RR Lyrae csillag felszíni fizikai paramétereinek változása pulzációja során. A változások szinusztól való erős eltérése a folyamatok erős nemlinearitására utal. Adiabatikus közelítésben a legnagyobb hőmérséklet/luminozitás a csillag legösszenyomottabb (legkisebb sugarú) állapotával egyidejű, azaz a radiális sebesség a maximumfényességgel egy időben 0 km/s. A gerjesztési folyamatok azonban erősen nemadiabatikusak, ennek eredménye a fáziskésés, a legkisebb méret $-v_{rad} = 0$ km/s értéknél – megelőzi a fényességmaximumot. RRab csillagok esetében a legkisebb méret kb. a felszálló ág közepének időpontjával esik egybe

és az RV Ursa Maioris esetében találtunk megfelelő fotometriai és spektroszkópai adatot ahhoz, hogy viselkedésüket összehasonlíthassuk a modulálatlan RRab csillagokéval (Jurcsik et al., 2002a).

Eredményünk azt mutatta, hogy a Blazhko-csillagok fényváltozásának, illetve radiálissebesség-változásának amplitúdója modulációjuk különböző fázisaiban meredekebb összefüggést követ, mint amit a modulálatlan RRab csillagok kijelölnek. Azaz, a Blazhko-csillagok fényváltozásának amplitúdója a kis amplitúdójú fázisban nagyobb, mint egy azonos radiálissebesség-amplitúdójú modulálatlan RRab csillagé. Mindez azt jelzi, hogy a Blazhko-csillagok szerkezetében a modulálatlan RR Lyrae csillagokétól eltérő változások történnek. Hőmérséklet-változásuk (s az ezzel járó, adott hullámhosszú fényességváltozásuk) méretváltozásukat nem a normál RRab csillagokra érvényes módon követi.

A modulálatlan csillagoknak megfelelő fényváltozás-amplitúdó – radiálissebesség-amplitúdó a Blazhko-csillagok nagy amplitúdú állapota környékén tapasztalható, egyezésben a korábbi eredményekkel. Mindebből azonban még nem következik, hogy ilyenkor a fénygörbe valóban szabályos-e.

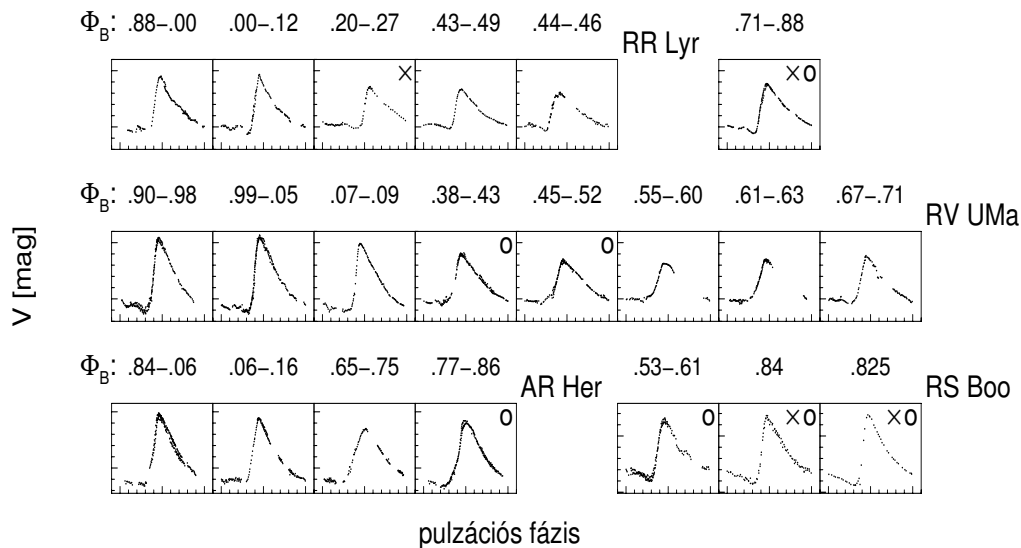


2.7. ábra: Blazhko-csillagok fotometriai V amplitúdója (A_V) és radiális sebesség-amplitúdója (A_{vrad}) közötti összefüggés. A bal oldali ábra az RR Lyrae méréseit mutatja. A Blazhko-moduláció során az RR Lyrae V amplitúdója 0,45 és 0,95 magnitúdó között változik. A különböző évekből és különböző vonalakból (H: hidrogén, Met: fémvonalak) származó radiális sebességeknek megfelelő pontokat különböző szimbólumok jelzik. Az RR Lyrae méréseire illesztett egyenest szürke vonal mutatja. A jobb oldali ábra négy további Blazhko-változó megfelelő adatait tükrözi. A vékony fekete vonal Liu (1991) mérései alapján a modulálatlan RRab csillagok viselkedését mutatja mindkét ábrán, a jobb oldalin kis pontokkal a Liu (1991) által közölt csillagok megfelelő értékeit is feltüntettük. Az RR Lyrae-re vonatkozó összefüggést ezen az ábrákon is szürke vonal jelzi

Fénygörbealak-vizsgálatok

A stabil, modulálatlan fénygörbéjű RRab csillagok fényváltozását leíró Fourier-paraméterek között összefüggések léteznek (Jurcsik & Kovács, 1996; Kovács & Kanbur, 1998). Nagyszámú fénygörbe elemzésével kiderült, hogy minden Fourier-paraméter adott pontossággal előállítható a többi lineáris kombinációjaként. Annak vizsgálatával, hogy egy adott fénygörbe esetében teljesülnek-e ezek az összefüggések (kompatibilitási kritérium), ellenőrizhetjük, hogy egy adott fénygörbe megfelel-e a modulálatlan RRab csillagokéinak, vagy attól eltérő alakú.

Az RRab csillagokra nemcsak Fourier-paramétereik közötti, hanem fizikai paramétereik és fénygörbealakjuk közötti összefüggések is léteznek, amelyek segítségével fémtartalmukat, vörösödetlen színindexeiket és abszolút fényességüket csupán Fourier-paramétereikből meg lehet határozni (Kovács & Walker, 2001, és ott felsorolt munkák). A vizsgált Blazhko-csillagokra a legtöbb esetben a fémtartalmat ismerjük a legpontosabban. A fénygörbe Fourier-paramétereiből számított fémtartalom (Jurcsik & Kovács, 1996), a valódi fémtartalommal összehasonlítva, szintén információt nyújt az adott fénygörbe szabályos, illetve eltérő voltára.



2.8. ábra: *Blazhko-csillagok teljes lefedésű fénygörbéi.* Az ábrák tetején a számok azt a Blazhko-fázist mutatják (Φ_B), amelyhez az adott fénygörbe tartozik (a 0 fázis a maximális amplitúdójú fényváltozásnak felel meg). A fénygörbék jobb felső sarkában kereszttel, illetve körrel jelöljük azokat a fénygörbéket, amelyek a kompatibilitási kritériumnak megfelelnek, illetve fénygörbéjükből számolt fémtartalmuk a spektroszkópiai meghatározásoknak megfelelő értéket ad

Sajnos, a Blazhko-csillagok korábbi megfigyelési stratégiája a fénygörbe felszálló ágára koncentrált, ezért nagyon kevés olyan ‘teljes’ fénygörbével rendelkezünk, amely egy szűk Blazhko-fázison belül (mialatt a fénygörbe alakja még nem változik jelentősen) a teljes pulzációs fázist lefedi. Csupán négy Blazhko-csillag – az RR Lyrae, az RV Ursa Majoris, az AR Herculis és az RS Bootis – esetében találtunk az irodalomban teljes fénygörbét, ezeket a 2.8. ábra mutatja. A fénygörbék elemzésével az alábbi következtetéseket vontuk le (Jurcsik et al., 2002a).

Két esetben tapasztaltuk, hogy mind a kompatibilitási kritérium, mind a fénygörbéből meghatározott fémtartalom alapján a fénygörbét szabályosnak mondhatjuk. Az RR Lyrae esetében azonban a szabályos fénygörbe nem tekinthető reprezentatívnak, mert olyan időszakra vonatkozik amikor a 4-éves ciklus során az RR Lyrae modulációja 0,4–0,5 magnitúdóról kb. 0,1 magnitúdóra csökken (lásd a 2.10. ábrát). Eredményünk megerősítheti az RR Lyrae 4-éves ciklusának a mágneses ciklussal való azonosítását: a ciklus végén a mágneses tér lecsökken, a radiális pulzációt torzító hatása ennek megfelelően gyengül. Ez magyarázhatja, hogy a csillag pulzációja ilyenkor megközelítően normálissá válik.

A másik csillag, ahol szabályos fénygörbét találtunk, az RS Bootis. Az RS Boo

modulációja azonban dominánsan fázismoduláció, a moduláció során a fénygörbe amplitúdója és alakja alig változik.

Mindez arra utal, hogy a Blazhko-modulációt mutató RRab csillagok fénygörbéje valószínűleg annál jobban megfelel a szabályos alaknak, minél kisebb az amplitúdó-moduláció mértéke. Ezt erősíti meg az RR Gem és az SS Cnc példája is (lásd a 2.3. fejezet): kis amplitúdójú modulációjuk során fénygörbéjük végig a módszerek bizonytalanságán belüli szabályos alakot mutat.

2.1.4. A Blazhko-csillagok közepes fénygörbéinek vizsgálata

Az RR Lyrae csillagokban gerjesztődő nemradiális módusok a csillag belsejében erősen nemlineárisak és csökkentettek, így nehezen eredményezhetnek a megfigyelttel azonos nagy amplitúdójú modulációkat (Nowakowski & Dziembowski, 2003; Dziembowski & Mizerski, 2004). Ennek az ellentmondásnak a feloldására Dziembowski és munkatársai legújabb munkájában (Dziembowski & Mizerski, 2004) azt a javaslatot tették, hogy a radiális módus energiája ‘táplálhatja’ a nemradiális módust. Ennek a lehetőségnek megfigyelhető következménye kellene hogy legyen a Blazhko-csillagok radiális módusa közepes fénygörbéjének a modulálatlan csillagokéhoz képest lecsökkent amplitúdója. Dziembowski & Mizerski (2004) az OGLE adatbázis RR Lyrae csillagainak vizsgálatával próbálta meg ezt az elképzelést alátámasztani, de eredményük szerint a Blazhko-csillagok közepes fénygörbéinek tapasztalható amplitúdócsökkenése jelentősen kisebb, mint amekkora amplitúdócsökkenést modelljeik alapján vártak volna.

A rendelkezésre álló adatok alapján (irodalmi adatok, illetve saját méréseink) a fél napnál rövidebb RRab csillagok Fourier-paramétereit (periódusait, amplitúdóit, és epochafüggetlen fáziskülönbségeit) a 2.1. táblázatban foglaljuk össze. Az ismert fémtartalmat, amely a ϕ_{31} paramétert befolyásolja legerősebben (Jurcsik & Kovács, 1996), szintén feltüntettük a 2.1. táblázatban. Csak azokat a Blazhko-csillagokat vettük figyelembe, amelyekről elegendően sok megfigyelés állt rendelkezésre ahhoz, hogy a mérések által definiált közép görbe (amelyet az adatoknak a pulzáció frekvenciájával és annak felharmonikusaival történő illesztésével írunk le) a valódi közép görbének megfelelő, vagy azt legalábbis jól megközelítő legyen. A legtöbb Blazhko-csillagra ilyen adatsor nem áll rendelkezésre, több csillagnál is a nem megfelelő mintavételezés miatt a 2.1. táblázatban közölt adatok torzítottak lehetnek valamilyen szinten.

A Fourier-paraméterek – fizikai paraméterek közötti összefüggések (Kovács & Walker, 2001, és ottani hivatkozások) alapján tudjuk, hogy a Fourier-paraméterek nem egyértelmű függvényei a periódusnak. Azonban közel azonos periódusok esetében a hasonló fémtartalom a luminozitást a nem elfejlődött csillagoknál már meghatározza, s így a periódus dominánsan már csak a hőmérséklet függvénye lesz. Ezért feltételezhetjük, hogy hasonló periódusnál és fémtartalomnál valószínűleg a csillagok minden fizikai paramétere nagyon hasonló, s így fénygörbéik Fourier-paraméterei sem mutathat-

nak nagy eltéréseket.

Mivel azonban az egyes csillagok pontos luminozitását, hőmérsékletét, tömegét valójában nem ismerjük, ez a Fourier-paraméterek természetes szórását eredményezheti.

A 2.1. táblázat alapján nem állíthatjuk, hogy akár a kis, akár a nagy amplitúdójú modulációt mutató R Rab csillagok Fourier-paraméterei szisztematikusan eltérnének a modulálatlan csillagokétól. Például a közel azonos periódusú és fémtartalmú RS Boo (erős fázismodulációt mutat) és TZ Aur (modulálatlan) Fourier-paraméterei között csupán 2-3 századnyi amplitúdókülönbség látszik, a fáziskülönbségek eltérései hibahatáron belüliek. Hasonlóan, a nagyon erősen modulált CZ Lac és a majdnem stabil fénygörbét mutató SW And Fourier-paraméterei – szintén hibahatáron belül – meg egyeznek. Az erős modulációt mutató XZ Dra és a modulálatlan BB Pup Fourier-paraméterei között sincs szignifikáns különbség.

Nagy valószínűséggel a többi csillagnál tapasztalható eltérések is a csillagok fizikai paraméterei közötti különbségeket tükrözik, s nem a moduláció átlagfénygörbét torzító hatásának az eredménye.

Mindez azt mutatja, hogy a jelenleg rendelkezésre álló adatok alapján a modulált R Rab csillagok közepes fénygörbéje nem mutat jelentős eltérést a hasonló, de modulálatlan csillagokétól.

2.1. táblázat: Fél napnál rövidebb R Rab csillagok Fourier-paraméterei

csillag	[Fe/H]	periódus	A_{f_0}	A_{2f_0}	A_{3f_0}	A_{4f_0}	A_{5f_0}	ϕ_{21}	ϕ_{31}	ϕ_{41}	ϕ_{51}
AA Aql	−.26	0.361787	0.432	0.236	0.152	0.103	0.066	2.303	5.001	1.272	3.909
SS Cnc	−.09	0.367344	<i>0.405</i>	<i>0.232</i>	<i>0.141</i>	<i>0.095</i>	<i>0.059</i>	<i>2.398</i>	<i>5.155</i>	<i>1.511</i>	<i>4.231</i>
AH Cam	< −.5	0.368715	0.329	0.113	0.043	0.028	0.016	2.377	4.825	0.951	3.249
RS Boo	−.32	0.377339	0.404	0.209	0.116	0.053	0.017	2.362	5.100	1.407	4.018
TZ Aur	−.28	0.391677	0.430	0.241	0.150	0.102	0.068	2.382	5.112	1.465	4.215
RR Gem	−.14	0.397288	<i>0.391</i>	<i>0.223</i>	<i>0.129</i>	<i>0.087</i>	<i>0.049</i>	<i>2.480</i>	<i>5.233</i>	<i>1.727</i>	<i>4.427</i>
W Crt	−.40	0.412014	0.438	0.245	0.146	0.105	0.064	2.348	5.099	1.424	4.281
AR Per	−.01	0.425549	0.318	0.174	0.102	0.062	0.033	2.585	5.446	2.020	4.857
CZ Lac	−.25	0.432176	0.335	0.179	0.105	0.063	0.035	2.523	5.289	1.752	4.366
SW And	−.14	0.442260	<i>0.323</i>	<i>0.180</i>	<i>0.106</i>	<i>0.059</i>	<i>0.033</i>	<i>2.574</i>	<i>5.414</i>	<i>1.960</i>	<i>4.623</i>
CP And	−.65	0.463407	0.431	0.243	0.139	0.098	0.058	2.401	5.119	1.710	4.459
XZ Cyg	−1.52	0.466600	0.435	0.197	0.117	0.063	0.041	2.264	4.710	0.998	3.566
RV UMa	−1.19	0.468062	0.394	0.182	0.101	0.062	0.035	2.226	4.813	1.124	3.664
AR Her		0.469986	0.429	0.178	0.070	0.039	0.012	2.146	4.566	1.215	4.647
XZ Dra	−.87	0.476503	0.328	0.157	0.089	0.041	0.018	2.606	5.382	1.744	4.557
BB Pup	−.48	0.480544	0.324	0.182	0.112	0.066	0.042	2.565	5.314	1.909	4.623
TW Lyn	−.41	0.481869	0.335	0.185	0.115	0.066	0.037	2.560	5.373	2.015	4.673

A kis amplitúdójú modulációt mutató csillagok *dőlt betűvel*,
a nagy amplitúdójú modulációt mutatók **vastag betűvel** szerepelnek.

2.2. A Blazhko-moduláció hosszabb távú változásai

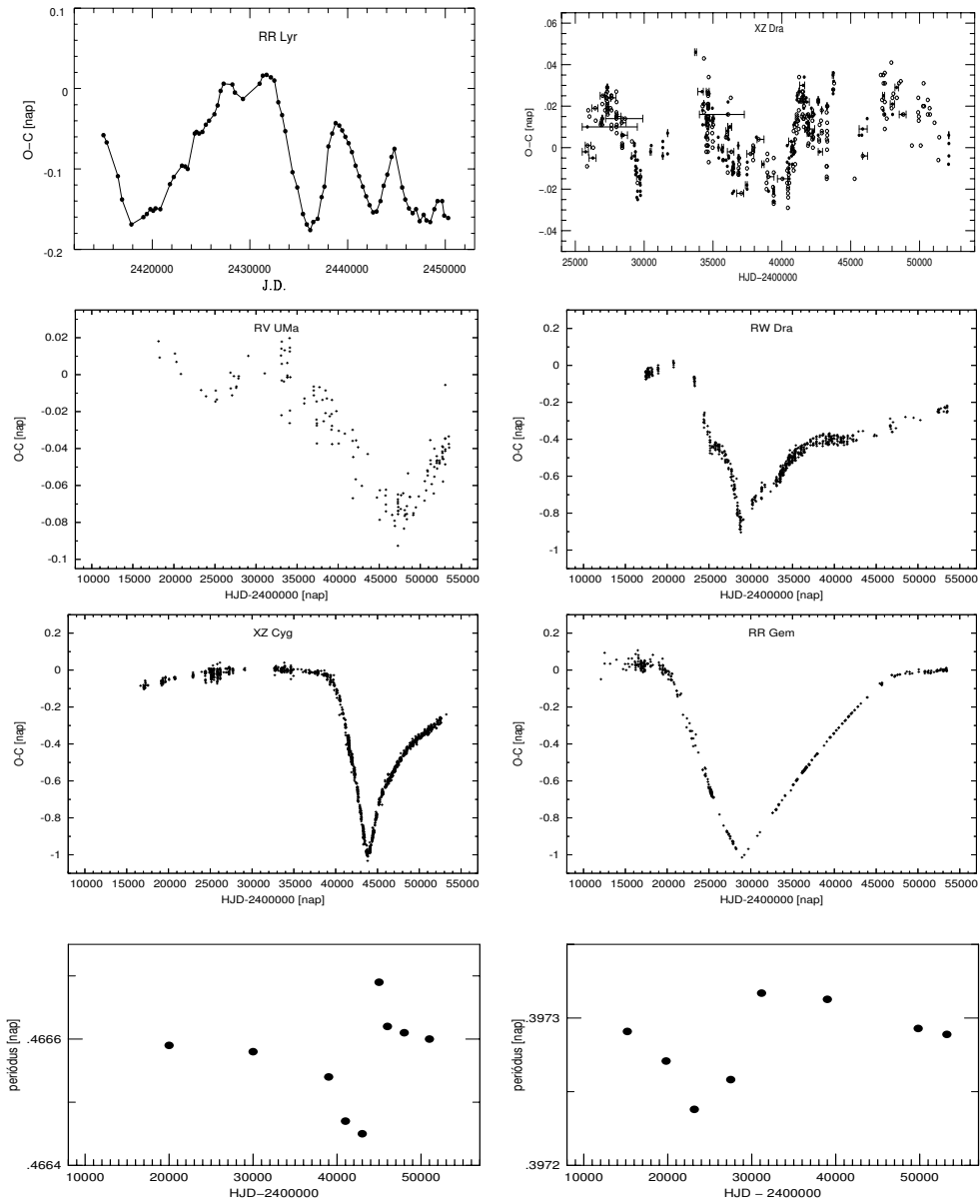
Bár a Blazhko-effektus több mint száz éve ismert, kevés csillagról van olyan átfogó mérési anyag, amelynek alapján a moduláció hosszú távú stabilitását, illetve változásait tanulmányozni lehet. A pulzáció periódusa és a moduláció tulajdonságainak egyidejű változásai fontos segítséget nyújthatnak a moduláció valódi okának a felderítéséhez, mivel a pulzációs periódus változásával a csillag szerkezeti változásait követhetjük, s az együtt járó változások a moduláció tulajdonságaiban azt mutathatják, hogyan reagál az adott változásra a moduláció.

Sajnos, ezeket a vizsgálatokat lehetetlen konzisztens, minden csillag esetében azonos szempontok szerint elvégezni, mivel a rendelkezésre álló mérési anyag pontossága, időbeli eloszlása komoly korlátot jelent. Azok a Blazhko-változók, amelyek modulációjában bármilyen változás kimutatható: az RR Lyrae, az XZ Draconis, az RV Ursa Majoris, az XZ Cygni, az RW Draconis és az RR Geminorum. (Az AH Cam, illetve a V442 Her esetében is felmerül ennek a lehetősége, de nem áll rendelkezésre elegendő megfigyelés ahhoz, hogy ezt egyértelműen megállapíthassuk.) A pulzáció periódusának változásával a moduláció csillagonként eltérő változásokat és tulajdonságokat is mutat.

Ezen csillagok pulzációs periódusának $O - C$ diagramjait a 2.9. ábra mutatja. A négy utóbbi csillag $O - C$ -je rendkívüli hasonlóságot mutat, ami az alábbiakkal jellemezhető. A pulzáció periódusa hirtelen erősen csökkenni kezd, majd rendkívül rövid idő alatt a kiindulási periódusnál hosszabb periódusra ugrik, ahonnan a kiindulási értékre csökken. Az RV UMa esetében a periódusváltozások sokkal kisebb mértékűek, mint a másik három csillagnál. A négy csillag összehasonlító vizsgálata, annak eldöntése, hogy a moduláció változásai mennyiben hasonlóan vagy eltérően követik a pulzációs periódus változásait, még nem történt meg. Biztató egyezésnek tűnik – megerősítve, hogy valóban azonos jelenséget látunk –, hogy az RR Gem és az XZ Cyg modulációja a periódusugrás környékén egyaránt erősen lecsökkent, a periódusugrás előtt (amikor a pulzáció periódusa a legrövidebb volt) viszont erőteljes moduláció volt megfigyelhető. A lecsökkent pulzációs periódus alapján a csillag ebben az állapotában néhány század–néhány ezred százaléknnyival kisebb, illetve melegebb lehetett.

A 2.1.2. fejezetben bemutattuk, hogy a forróbb csillagok nagyobb amplitúdójú modulációt mutathatnak, mint a hidegebbek. Ez a két összecsengő eredmény megerősíti, hogy a moduláció kialakulása/erőssége erősen méret/hőmérsékletfüggő. Érdekes megjegyezni továbbá, hogy a moduláció, legalábbis a részletesebben ismert RRab csillagoknál minden esetben a pulzáció azon fázisában jelentkezik (illetve válik erőssé), amikor a csillag a legforróbb, illetve a legkisebb (lásd pl. 2.16. ábra), mivel a minimum, felszálló ág, maximum fázistartományhoz a 2.6. ábra alapján a csillag – ott piros vonallal jelölt – statikus állapotánál kisebb méret tartozik.

Vizsgálataink során három olyan jelenséget is találtunk, amelyek különböző szem-



2.9. ábra: *Blazhko-csillagok hosszú távú viselkedése az $O - C$ változása tükrében.* A felső ábrákon az RR Lyrae és az XZ Draconis $O - C$ -je nem szabályos ciklikus periódusváltozást tükröz (Szeidl & Kolláth (2000) és Jurcsik et al. (2002b) után). Ezzel ellentétben a másik négy csillag $O - C$ -jét hasonló szerkezetű, időbeli lefutású hirtelen periódusváltozás jellemzi (a GEOS (2002) adatbázis alapján). Ennek mértéke az RV UMa esetében tizede a többi csillagénak. Az alsó két ábra az XZ Cyg és az RR Gem pulzációs periódusának pillanatnyi értékeit mutatja. A pulzáció periódusa az ‘egyensúlyi’ értékről hirtelen lecsökken, majd egy ennél nagyobb értékre ugorva onnét visszaáll arra

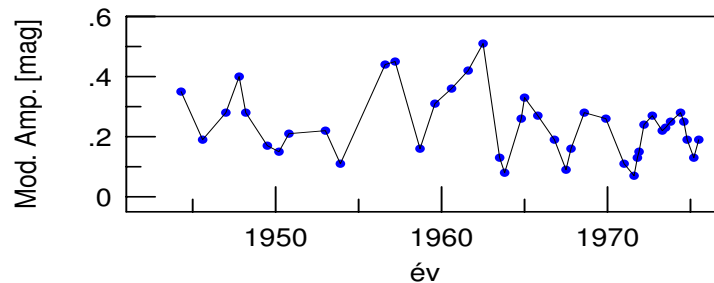
pontok szerint, de egyaránt arra mutatnak, hogy a moduláció valamilyen formában a csillag fizikai paramétereinek értékét, és azok rövid, illetve hosszú távú változásait tükrözi.

- A moduláció frekvenciájának és amplitúdójának lehetséges legnagyobb értéke a pulzáció frekvenciájától, azaz az azt meghatározó fizikai paraméterektől függ (2.3. és 2.5. ábrák).
- A moduláció amplitúdója a pulzáció fázisa szerint változik, a moduláció a felszálló ág, maximumfényesség környékén a legerősebb amikor a csillag pulzációja során a legkisebb/legforróbb (2.16. ábra).
- A moduláció tulajdonságai változnak a csillag fizikai paramétereinek hosszú távú változásait tükröző pulzációs periódus változásai szerint (RR Gem, XZ Cyg).

Ezek az eredmények a jelenség fizikájának megértését célzó további kutatások kiindulópontjai lehetnek.

2.2.1. Ismert hosszabb távú változások

Irodalmi ismeretek és saját eredményeink alapján a moduláció változásai azon csillagoknál, ahol erről ismereteink vannak, az alábbiakban foglalhatók össze.



2.10. ábra: Az RR Lyrae modulációjának amplitúdóváltozása. A moduláció amplitúdója kb. 4 évente a normál 0,3–0,4 magnitúdónyíró kb. 0,1 magnitúdóra csökken

• RR Lyrae

$$P_0 = 0,5668 \text{ nap}, P_B = 40,8 \text{ nap}$$

- A moduláció összetett amplitúdó- és fázismoduláció, aszimmetrikus triplet szerkezettel a Fourier-spektrumban.
- A moduláció amplitúdója 4 évenként erősen lecsökken (4-éves ciklus, lásd 2.10. ábra).
- A moduláció fázisa kb. 90° -ot ugrik az új ciklus kezdetén (ez mindkét irányban megtörténhet).
- A 4-éves ciklus a pulzáció periódusában nem mutatkozik.
- Az $O - C$ szabálytalan, ‘lecsengő’, ciklikus változást mutat.
- A moduláció $O - C$ -je a pulzációéval közel ellentétes változást mutat.

Forrás: Detre & Szeidl (1973); Szeidl (1988); Szeidl & Kolláth (2000)

• **XZ Draconis**

$P_0 = 0,4765$ nap, $P_B = 73 - 77$ nap

- A moduláció nem teljesen szabályosan ismétlődő amplitúdó- és fázismoduláció.
- Az $O - C$ 20-éves ciklikus változást mutat.
- A moduláció periódusa a pulzáció periódusával azonos irányú változást mutat.
- A moduláció fázisában és amplitúdójában nem mutatható ki a 20-éves ciklus szerinti változás.

Forrás: Jurcsik et al. (2002b)

• **RV Ursa Majoris**

$P_0 = 0,4681$ nap, $P_B = 90,7$ nap

- A moduláció alapvetően amplitúdómoduláció, közel szimmetrikus triplet szerkezettel a Fourier-spektrumban.
- A moduláció amplitúdójának, illetve fázisának ciklikus változása nem ismert.
- A moduláció $O - C$ -je a pulzációéval közel ellentétes.

Forrás: Preston & Spinrad (1967); Kanyó (1976); Kovács (1995); GEOS (2002)

• **XZ Cygni**

$P_0 = 0,4666$ nap, $P_B = 57,4 - 58,3$ nap

- A moduláció nem teljesen szabályosan ismétlődő amplitúdó- és fázismoduláció.
- Az $O - C$ hirtelen, nagymértékű periódusváltozásokra utal.
- A moduláció periódusváltozása a pulzációéval ellentétes.

- Mind a fázis-, mind az amplitúdómoduláció amplitúdója a periódusváltozás szerinti változást mutat: amikor a pulzáció periódusa a legrövidebb, a moduláció erős, a hirtelen periódusnövekedés után jelentősen lecsökken, illetve megszűnik.
- Időszakosan másodlagos moduláció (41,6 nap) is megfigyelhető.

Forrás: LaCluyzé et al. (2004); GEOS (2002)

• **RW Draconis**

$$P_0 = 0,443 \text{ nap}, P_B = 41,6 \text{ nap}$$

- A moduláció nem teljesen szabályosan ismétlődő amplitúdó- és fázismoduláció.
- Az $O - C$ hirtelen, nagymértékű periódusváltozásokra utal.
- A moduláció periódusváltozása a pulzációéval ellentétes.
- Mind a fázis, mind az amplitúdómoduláció amplitúdója a periódusváltozás szerinti változást mutat, ennek részletes vizsgálata még nem történt meg.

Forrás: Firmanjuk (1978); Szeidl (2005); GEOS (2002)

• **RR Geminorum**

$$P_0 = 0,3973 \text{ nap}, P_B = 7,21 \text{ nap}$$

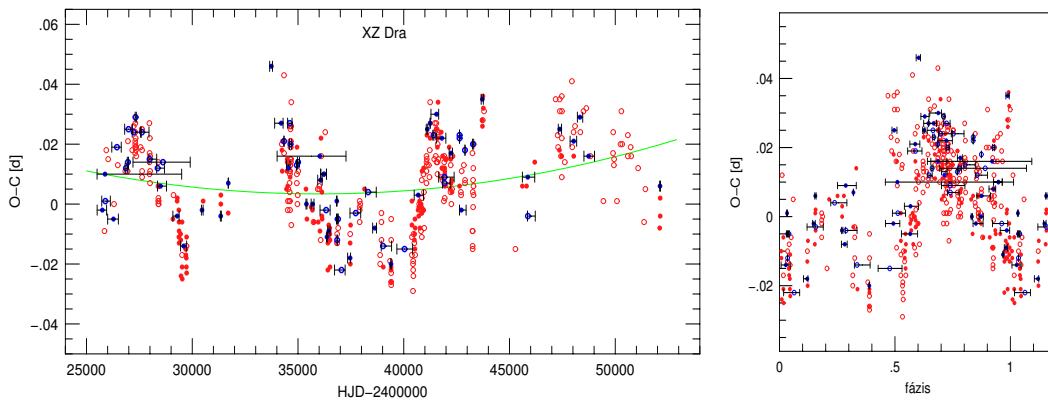
- A moduláció kis amplitúdójú amplitúdómoduláció.
- Az $O - C$ hirtelen, nagymértékű periódusváltozásokra utal.
- A moduláció periódusában kimutatható változás nincs.
- A moduláció amplitúdója a pulzációs periódussal ellentétesen változik.
- A pulzáció amplitúdója nem állandó, és a moduláció amplitúdójával antikorrelációt mutat.
- Másodlagos moduláció (6,7 nap) is megjelenik.

Forrás: Jurcsik et al. (2005a); Sódor (2005)

2.2.2. Az XZ Draconis hosszú távú viselkedésének részletes vizsgálata

A Csillagászati Kutatóintézetben az XZ Draconis Blazhko-változó vizsgálata 1932-ben vizuális megfigyelésekkel kezdődött, amelyeket fotografikus, fotoelektromos, majd CCD-mérések követtek (Szeidl et al., 2001). Méréseinket az irodalomban fellelhető adatokkal kiegészítve az XZ Draconisról elegendő megfigyelés állt rendelkezésre ahhoz, hogy hosszú távú viselkedését megvizsgáljuk (Jurcsik et al., 2002b).

Blazhko-csillagoknál gyakori, hogy $O - C$ -jük bonyolult változásokat mutat. Az XZ Draconis $O - C$ -jén nem teljesen szabályos, 7200 napos ciklikusság figyelhető

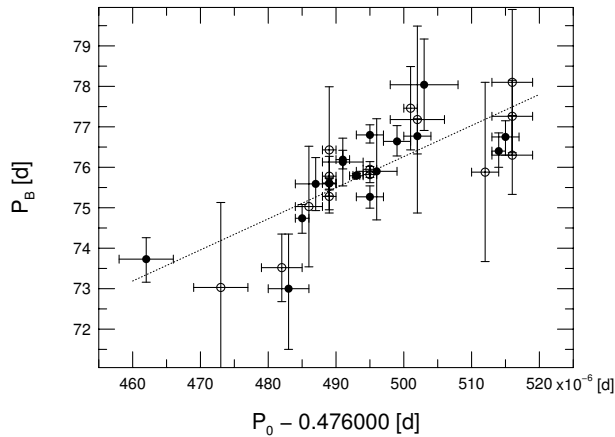


2.11. ábra: Az *XZ Draconis* $O - C$ görbéje. A bal oldali ábrán egyedi maximummérések (piros) és normál maximumok (kék) alapján követhetjük az *XZ Dra* hosszú távú $O - C$ -változását. A vízszintes hibavonalak a normál maximumok meghatározásához felhasznált időintervallumot jelzik. A mérések több mint hetven évet fednek le. Üres szimbólumok jelzik a vizuális, amatőr vagy egyéb szempontból bizonytalanabb méréseket. Az enyhe parabolikus $O - C$ -változás mellett (zöld vonal) egy ciklikus, kb. 7200 napos változás is megfigyelhető. A jobb oldali ábra az $O - C$ -pontokat ennek a ciklikus változásnak a fázisa szerint ábrázolja

meg (2.11. ábra). Az $O - C$ a pulzáció periódusának változását tükrözi. Felmerül a kérdés, hogy a pulzáció periódusváltozását követi-e a Blazhko-moduláció bármilyen változása.

Az adatok részletes analízise arra mutatott, hogy a Blazhko-periódus a pulzáció periódusának változásával azonos irányú, annál több nagyságrenddel nagyobb változást mutat (2.12. ábra). Ez a nagyságrendbeli különbség, valamint az $O - C$ változás nem teljesen szabályos volta ellentmond a jelenség kettős rendszeri magyarázatának. (Periodikus $O - C$ -t általában kísérő csillag jelenlétével, a pályamenti mozgás során bekövetkező fényidő-effektussal magyaráznak.) Érdeemes megjegyezni, hogy az *XZ Draconis* az egyetlen Blazhko-csillag, ahol a pulzációs és a modulációs periódus szinkron változást mutat. A többi csillagnál, ahol mindkét periódus változása megfigyelhető, a két periódus változása ellentétes irányú.

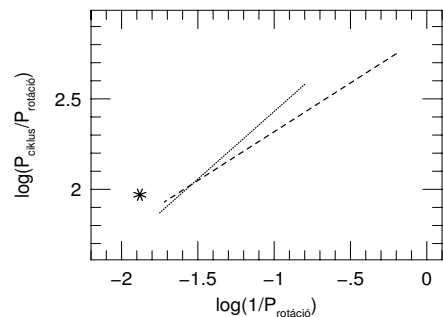
A Blazhko-jelenség egyik lehetséges magyarázata szerint a csillag egy mágneses ferde rotátor, amelynek mágneses és forgástengelye nem esik egybe. A Blazhko-periódus e szerint a modell szerint a csillag rotációs periódusának felel meg. A csillag szerkezetében bekövetkező bármely strukturális átrendeződés mind a pulzáció, mind a rotáció periódusát befolyásolja. Annak megválaszolása, hogy pontosan milyen változásoknak kellene történni ahhoz, hogy egyes csillagok esetében párhuzamos, míg másoknál ellentétes irányú periódusváltozások történjenek, az elméleti asztrofizika, pulzációs



2.12. ábra: Az *XZ Draconis* pulzációs (P_0) és Blazhko-periódusának (P_B) változása. A pulzációs és a Blazhko-periódus azonos irányú változást mutat, az illesztett egyenes $7,7 \times 10^4$ meredekségű

és csillagszerkezeti modellek számára komoly feladatot jelent. A rotáció, illetve a mágneses tér hatása a nagy amplitúdójú radiális pulzációra a probléma nemlineáris, nemadiabatikus, háromdimenziós megoldását igényelné, ami – még a ma elérhető számítástechnikai kapacitások mellett is – jelenleg megoldatlan. Az *XZ Draconis* megfigyelt periódusváltozásairól csak annyit állíthatunk, hogy nem mondanak ellent a ferde mágneses rotátor elképzelésnek.

A Nap 11/22 éves mágneses ciklusa során bolometrikus fényessége, sugara, átlagos felszíni hőmérséklete mind kimutatható változásokat mutat, s ezek a Nap oszcillációiban is megfigyelhető változásokat eredményeznek. Igaz, öreg, elfejlődött csillagok esetében még nem mutatták ki mágneses ciklus létét, de természetes következtetésnek számít, hogy amennyiben a Blazhko-csillagok mágneses térrel rendelkeznek, annak változása a pulzáció periódusában is tükröződjön. Ebben az esetben az *XZ Dra* 7200 napos ciklikus viselkedését valamilyen napciklushoz hasonló mágneses ciklushoz köthetjük. Hasonló lehetőséget az *RR Lyrae* 4-éves ciklusának magyarázatára először Detre & Szeidl (1973) vetett fel, amelynek realitását Stothers (1980) számításai erősítették meg. Amennyiben az *XZ Draconis* mágneses ciklusa 20 év, és rotációs periódusa 76 nap, ezeket az értékeket összehasonlíthatjuk azon aktív csillagokéival, amelyek rotációs periódusa és aktivitási ciklusa ismert. Az *XZ Dra* periódusai jó egyezést mutatnak ezekkel az értékekkel (lásd 2.13. ábra), közvetett bizonyítékkul szolgálva a Blazhko-periódus rotációként és a $O - C$ ciklikus változásának mágneses ciklusként való értelmezéséhez.



2.13. ábra: Az XZ Draconis rotációjának és ciklikus viselkedésének periódusa az aktív csillagokéval összehasonlítva (Jurcsik et al., 2002b). Szaggatott, illetve folytonos egyenes jelzi azon csillagok elhelyezkedését, ahol a CaII-fluxus változásából, illetve a fotometriai viselkedésből az aktivitási ciklus hossza megállapítható volt. Az XZ Draconis pozícióját, feltételezve, hogy Blazhko-periódusa rotációs periódusának felel meg, és $O - C$ -je 7200 napos ciklikus változása mágneses ciklussal azonosítható, csillag jelöli

2.3. Kis amplitúdójú modulációk

A Blazhko-csillagok szisztematikus keresése a 20. század első felében vizuális és fotografikus technikával történt. A galaktikus mezőcsillagok közül ma ismertek 90%-át ekkor fedezték fel (Szeidl, 1988, és ottani hivatkozások). E mérések pontossága ismeretében nem meglepő, hogy ezek zömmel nagy amplitúdójú modulációt mutató változók. Egy részükről modern mérésekből, illetve a régi adatok újrafeldolgozásával bebizonyítottuk, hogy valójában a mérések szórását interpretálták modulációnak (Sódor & Jurcsik, 2005). Az egyetlen Blazhko-csillag, ahol gyaníthatóan kis amplitúdójú modulációt találtak, az SW Andromedae (Balázs & Detre, 1954). Ezt az eredményt azonban később nem erősítették meg, de nem is cáfolták, így nem zárható ki, hogy csupán mérési bizonytalanságot takar.

A 2003-ban automatizált, CCD-detektorral felszerelt sváb-hegyi 60 cm-es távcsövet – a Konkoly Obszervatórium hagyományait követve – a Blazhko-csillagok máig megoldatlan problémájának vizsgálatára szenteltük. Munkánk egyik legérdekesebb eredménye a kis amplitúdójú modulációk felfedezése. Két RRab csillag esetében sikerült méréseinkkel kimutatni, hogy a tipikus több tized magnitúdónyi moduláció helyett csak egytized magnitúdónyi modulációt mutatnak. Modulációs frekvenciakomponenseik amplitúdói a 0,015 magnitúdót sem érik el. A 2.1. fejezetben már említettük, hogy a nagy tömegű mai fotometriai mérések pontosság szempontjából valójában nem alkalmasak kis amplitúdójú modulációk kimutatására. Így nem tudhatjuk, hogy a kis amplitúdójú moduláció mennyire lehet gyakori jelenség. Figyelembe véve, hogy a különböző mintákban az RRab csillagok nagy amplitúdójú modulációja 10–30% gya-

korisággal figyelhető meg, ha a kis amplitúdójú moduláció gyakorisága hasonló, illetve akár nagyobb, elképzelhető, hogy a moduláció a teljes RRab-populáció több mint 50%-ának sajátja. Ennek alapján az RR Lyrae-k modulációját már nem tekinthetjük csupán egy alminta speciális viselkedésének: úgy tűnik, hogy ez valójában az RR Lyrae csillagok pulzációjának természetes tulajdonsága.

A moduláció minden olyan magyarázata, ami azt a csillagok rotációjához köti, a moduláció amplitúdójának a rotációs tengely látószögünktől való függését jelenti. Ennek alapján kis és nagy amplitúdójú modulációnak egyaránt léteznie kell. A kis amplitúdójú modulációk eddigi hiánya korábban komoly érvnek számított a rotáció szerepe ellen a moduláció magyarázatában. Felfedezésünkkel a rotációs elképzelések ezen ellenérvét cáfoltuk meg.

2.3.1. Az RR Geminorum CCD-fotometriájának analízise; az RR Gem és az SS Cancri összehasonlító vizsgálata

Az RR Geminorum modulációját Detre László (1970) mutatta ki az 1930-as években készült fotografikus mérések alapján. A 37 naposnak vélt moduláció azonban a negyvenes években már nem volt megfigyelhető, és későbbi fotoelektromos megfigyelések sem tudták annak létezését megerősíteni. Ez az ellentmondó információ – illetve annak a lehetősége, hogy a Blazhko-moduláció megjelése (megfigyelhető amplitúdója) időszakos változást mutathat – irányította figyelmünket az RR Geminorumra. 2004 tavaszán 56 éjjel végzett méréssorozatunk a BVR_cI_c színek mindegyikében több mint 3000 mérési pontot eredményezett. 2005 márciusában néhány éjszaka további mérést végeztünk a Blazhko-periódus értékének pontosabb meghatározása érdekében.

Legnagyobb meglepetésünkre a nagy pontosságú CCD-mérések már néhány éjszaka után fénygörbeváltozást mutattak, amelyről rövidesen kiderült, hogy mind a moduláció periódusa (7,2 nap), mind amplitúdója ($\sim 0,1$ mag) az addig ismert legrövidebb, illetve legkisebb (Jurcsik et al., 2005a). Kis amplitúdójú moduláció korábban ismeretlen volt; az addig ismert legrövidebb modulációs periódusú RRab csillag, az erősen modulált fénygörbéjű AH Camelopardalis (Smith et al., 1994) modulációs periódusa 11 nap.

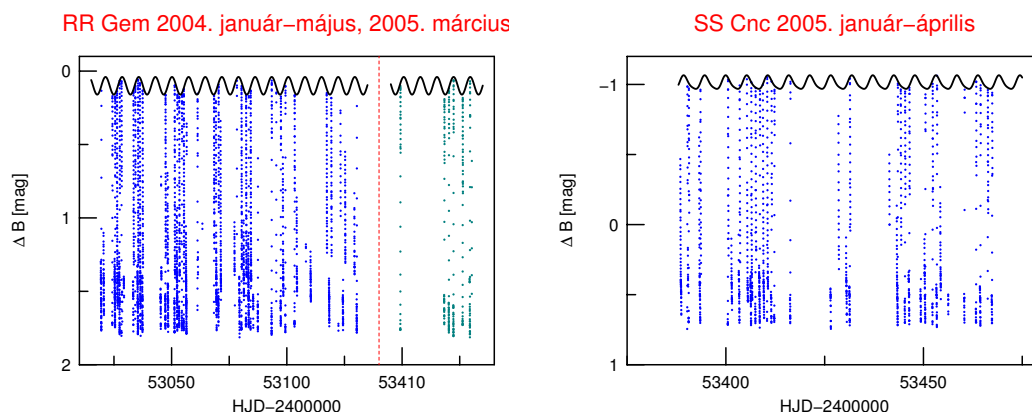
Az RR Gem hosszú távú változásának vizsgálata folyamatban van (Sódor, 2005). Itt csak annyit említenék meg, hogy Detre László fotografikus méréseinek újrafeldolgozása megerősíti a korábbi nagy amplitúdójú moduláció meglétét. A hiányos mintavételezés és az a tény, hogy akkoriban 30 napnál rövidebb modulációt még nem ismertek, és ezért nem is tételeztek föl 10 napnál rövidebb modulációs ciklust, magyarázza a tévesnek bizonyult 37 napos Blazhko-periódus értéket.

Miután az RR Gem rámutatott, hogy kis amplitúdójú modulációk is lehetségesek, szisztematikus keresést indítottunk hasonló kis amplitúdójú moduláció kimutatására korábban stabil fénygörbéjűnek vélt RRab csillagoknál. Ennek eredményeként az SS

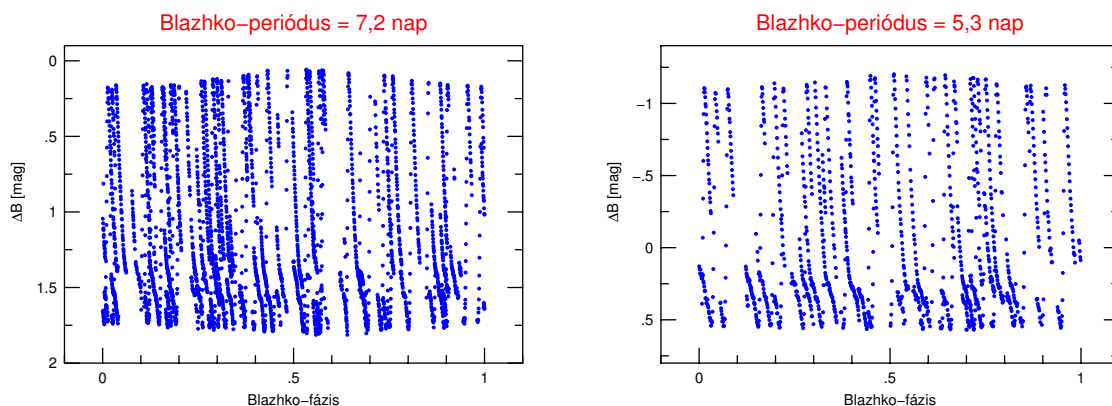
Cancri esetében is bebizonyítottuk, hogy korábban stabilnak vélt fényváltozása valójában szintén rövid periódusú (5,3 nap), kis amplitúdójú ($\sim 0,1$ mag) modulációt mutat (Jurcsik et al., 2005d). Fontos megjegyezni, hogy mind az RR Gem, mind az SS Cnc fénygörbéjét korábban fénygörbe-alak – fizikai paraméter kalibrációra használtuk (Kovács & Walker, 2001; Kovács & Jurcsik, 1997; Jurcsik & Kovács, 1996), mivel a rendelkezésünkre álló fénygörbék alakjában semmilyen szabálytalanságra utaló jelet nem találtunk. Az a tény, hogy eszerint a kis amplitúdójú moduláció a szabályos, ‘egyensúlyi’ fénygörbe körüli változást mutat (lásd szintén a 2.1.3. fejezetet), arra utal, hogy a Blazhko-csillagok radiális pulzációja nem különbözik a hasonló, modulációt nem mutató csillagokétól.

Az RR Gem-ről és az SS Cnc-ről készített méréseink nem csupán a modulációt mutatták ki, hanem – pontosságuk és időbeli jó lefedettségük alapján – a moduláció eddig ismeretlen tulajdonságainak felfedezésére is alkalmasak voltak. Először sikerült Blazhko-csillagokról olyan folytonos adatsort kapni, amely mind a pulzáció, mind a moduláció minden fázisára teljes lefedettségű fénygörbét ad, s így lehetőségünk nyílt a különböző Blazhko-fázisok fényváltozásának részletes vizsgálatára. A fénygörbék elemzésével kapott eredményeinket az alábbiakban, illetve az 2.14. – 2.16. ábrákon mutatottakkal foglaljuk össze.

A maximummagasságban mindkét csillag modulációja kb. 0,1 magnitúdónyi, de



2.14. ábra: Az RR Geminorum és az SS Cancri fényváltozása a 60 cm-es sváb-hegyi távcső mérései alapján. Mindkét csillag pulzációja kis amplitúdójú, rendkívül rövid periódusú (7,2 és 5,3 nap), korábban ismeretlen modulációs tulajdonságot mutat. A mérésekre a maximummagasság értékekre illesztett burkoló jelet húztuk be. A tisztán amplitúdómodulációt mutató RR Gem burkolója szabályos szinuszos, míg a részben fázismodulált SS Cnc-nél a burkoló enyhén aszimmetrikus. Az RR Gem fényváltozásáról 2005-ös méréseink teljesen konzisztens eredményt adtak a 2004-es szezonban kapottakkal, a hosszabb időbázisnak köszönhetően a moduláció periódusát 7,21 napra pontosítottuk



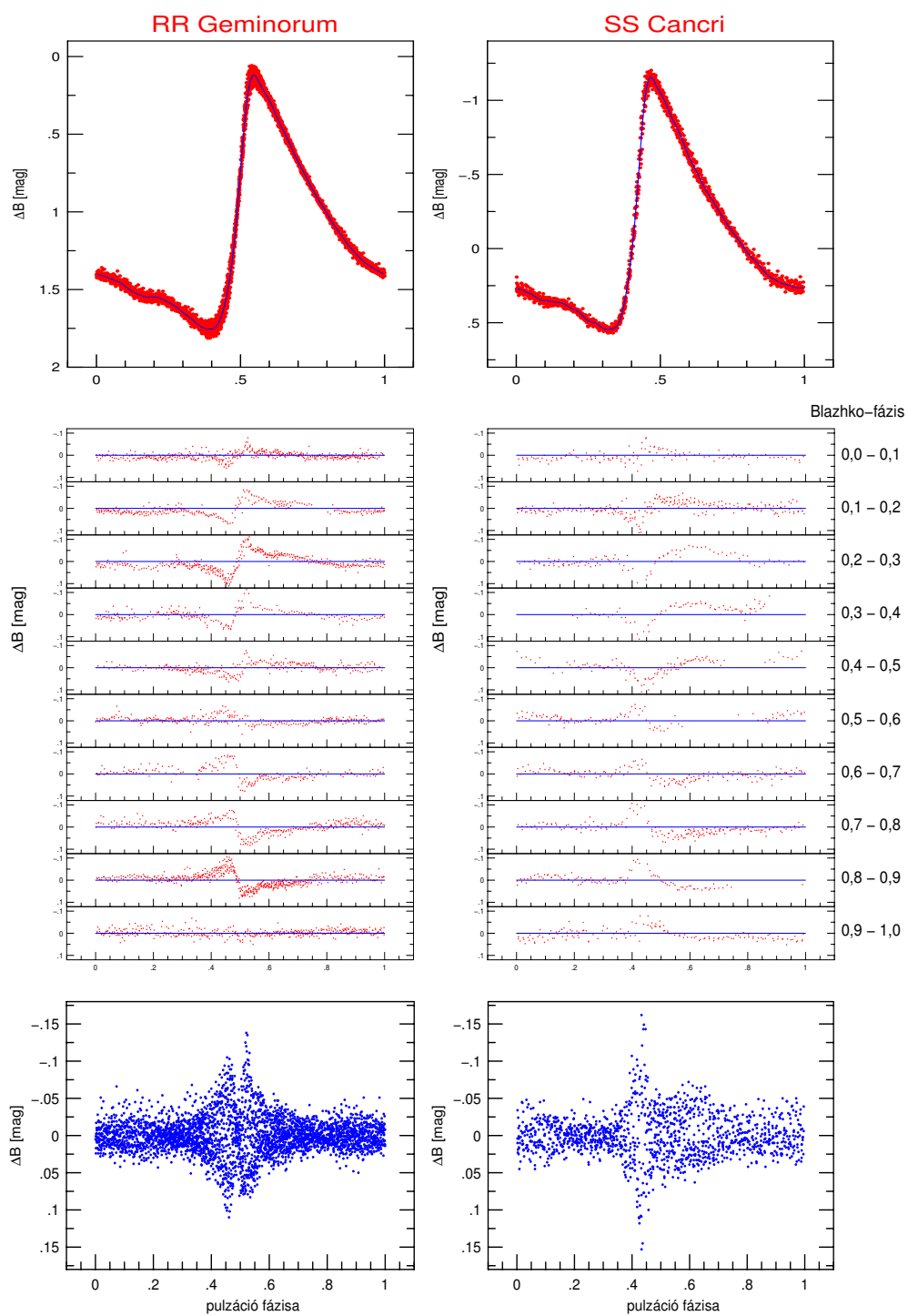
2.15. ábra: Az RR Geminorum és az SS Cancrini fénygörbéje a moduláció fázisa szerint. Először sikerült Blazhko-csillagokról olyan kiterjedt méréssorozatot készíteni, amely mind a pulzáció, mind a moduláció minden fázisában teljes lefedettségű. Ezért biztosak lehetünk abban, hogy a mintavételezés eredményeinket nem, vagy csak alig torzítja. Az RR Gem szabályos, majdnem tiszta amplitúdómodulációja a maximummagasságok és minimummélységek közel szimmetrikus változásával jár, míg a részben fázismodulált SS Cnc minimummélysége nem változik, és maximummagasságának változása is valamivel kisebb az RR Gem-énél

míg ez az RR Gem esetében tiszta amplitúdómoduláció, az SS Cnc-nél fázismoduláció is megfigyelhető. A 2.14. és 2.15. ábrákon méréseinket időrendben, Julian Dátum szerint, illetve a Blazhko-periódusnak megfelelően ‘feltekerve’ ábrázoljuk.

Az RR Gem Fourier-amplitúdóit és fázisait a BVR_cI_c színekben a 2.2. táblázatban adjuk meg. A megoldáshoz rögzített frekvenciaértékeket használtunk kf_0 , $kf_0 + \Delta f$, $kf_0 - \Delta f$ és Δf értékekkel ($k = 1, 2, \dots, 15$). f_0 és Δf értékét legkisebb négyzetes illesztéssel, a legkisebb szórású megoldás alapján határoztuk meg a 2004-es mérési szezon adatai alapján. Az elfogadott frekvenciaértékek a B, VR_c, I_c színekben kapott eredmények átlagértékei. 2005-ös méréseink a hosszabb időbázisnak köszönhetően valamivel pontosították a frekvenciákat, de 2004-es eredményeinkhez képest semmilyen döntő eltérést nem mutattak.

A 2.2. táblázatból láthatjuk, hogy a modulációs csúcsok egészen a 15. rendig megjelennek, amplitúdójuk ott nincs ezredagnitúdónyi, de a különböző színekre kapott megoldások fáziskoharenciája alapján még ezeket a modulációs komponenseket is valósnak kell tekintenünk.

A 2.17. ábrán az RR Gem és az SS Cnc Fourier-spektrumát mutatjuk. Az RR Gem Fourier-spektrumában a moduláció szimmetrikus triplet, az SS Cnc-nél csak a kisebb frekvencia oldali modulációs csúcsok szembetűnőek ($kf - \Delta f$), részletes analízissel azonban a nagyobb frekvenciájú modulációs csúcsok ($kf + \Delta f$) is kimutathatók. A tel-



2.16. ábra: Az RR Geminorum és SS Cancri pulzációs periódusa szerint feltekert fénygörbéje és fénygörbéjük eltérése átlagos pulzációs fényváltozásuk görbétől. Az RR Gem mérései a minimum- és maximumfényesség környékén mutatnak eltérést a középgörbétől, míg az SS Cnc fénygörbéje a maximum és a leszállóág elején nagyobb szórású (fent). A középső ábrák a moduláció különböző fázisaiban mutatják a fénygörbemaradványt (ami a mérések és a pulzációs középgörbe – a felső ábrákon kék vonallal jelölve – különbsége) mindkét csillagra. Alul az összes mérés alapján kapott maradványgörbéket ábrázoljuk. Míg az RR Gem modulációja rendkívül szabályos, a felszálló ág közepére szimmetrikus, és csupán a pulzáció 0,2 fázistartományára korlátozódik, az SS Cnc esetében a moduláció aszimmetrikus, a felszálló ágon 0,1 fázistartományban nagyobb amplitúdójú, a maximumtól a leszálló ág feléig terjedő kb. 0,3 fázisnyi tartományban kisebb amplitúdójú moduláció figyelhető meg. Az alsó ábrák, amelyek a Blazhko-csillagok lepkeábrájának neveztünk el, minden Blazhko-csillag esetében más-más szerkezetet mutatnak, de alapvetően minden megvizsgált esetben azt találtuk, hogy a moduláció a fénygörbe felszálló ágán, illetve a maximumfényesség környékén válik dominánssá

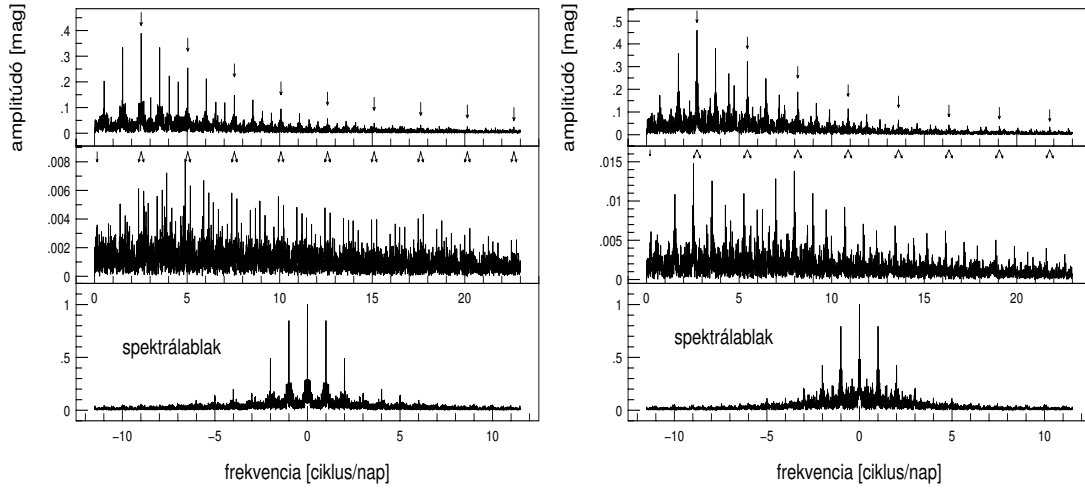
jes amplitúdóösszeg, amely a modulációs csúcsokban megjelenik, majdnem ugyanaz a két csillagra: 0,10 mag az RR Gem, 0,11 mag az SS Cnc esetében (V színben). A moduláció aszimmetriaparamétere több mint egy nagyságrenddel eltérő: $0,035 \pm 0,057$, illetve $0,418 \pm 0,144$ (a különböző rendekben kapott aszimmetriaparaméterek átlagértéke és azok szórása). Mindezek alapján bármilyen kevésbé pontos, illetve kiterjedt vizsgálat az SS Cnc-t $\nu 1$ változónak klasszifikálta volna, ezzel is erősítve azt a véleményünket, hogy a Blazhko- és $\nu 1$ változók nem külön osztály, hanem ugyanannak a jelenségnek szélsőséges megnyilvánulásai.

Érdemes megnézni, hogy milyen változást okoz a moduláció a fénygörbe Fourier-paramétereiben a Blazhko-periódus szerint. Jó lefedettségű méréseink lehetővé tették, hogy minden Blazhko-fázisra teljes pulzációs fénygörbét kapjunk, s ezen görbék alapján a különböző Blazhko-fázisok fénygörbéit leíró Fourier-paramétereket meghatározzuk. A 2.18. ábrán az $A1$ amplitúdók, az $R21$, $R31$, $R41$, $R51$ amplitúdóarányok és a ϕ_{21} , ϕ_{31} , ϕ_{41} , ϕ_{51} epocha független fáziskülönbségek értékeit ábrázoljuk a különböző Blazhko-fázisokban. Az egyes paraméterek változása rendkívül kis léptékű, $\Delta A1 \sim 0,02$ mag, $\Delta Rk1 < 0,05$ és $\Delta \phi_{k1} < 0,2$. Ezek az értékek az RR Lyrae csillagok fénygörbe-analízise során legtöbbször kapott átlagos pontosságnak felelnek meg.

Az RR Gem Fourier-paramétereinek változását a különböző rendekben összehangolt és azonos mértékű amplitúdóváltozás jellemzi. Meglepő módon fázisváltozás csak a 3., 4. és 5. rendben látszik, minden szinkronizáció nélkül. Ezzel szemben az SS Cnc fázisváltozásai szinkronizáltak. Közös tulajdonság, hogy az SS Cnc-nél is csak

2.2. táblázat: Az RR Geminorum pulzációs és modulációs frekvenciakomponenseinek Fourier-amplitúdói és fázisai

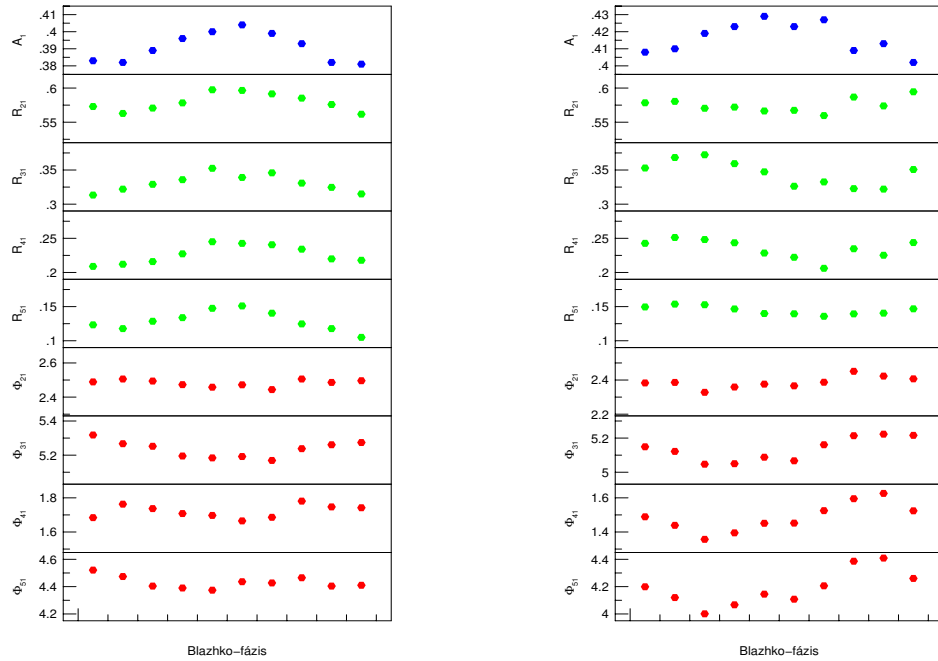
		<i>B</i>		<i>V</i>		<i>R</i>		<i>I</i>	
A_0 / rms [mag]		10.822	/ 0.013	11.418	/ 0.011	11.152	/ 0.013	10.906	/ 0.012
f		A	ϕ	A	ϕ	A	ϕ	A	ϕ
[c/d]		[mag]	[deg]	[mag]	[deg]	[mag]	[deg]	[mag]	[deg]
f_0	2.517063	0.5527	80.0	0.4009	77.1	0.3080	72.9	0.2376	66.7
$2f_0$	5.034126	0.3111	296.1	0.2303	295.8	0.1799	294.7	0.1395	293.2
$3f_0$	7.551189	0.1751	169.7	0.1327	169.9	0.1055	169.6	0.0828	169.5
$4f_0$	10.068252	0.1184	46.2	0.0900	46.1	0.0707	45.6	0.0557	45.9
$5f_0$	12.585315	0.0663	278.0	0.0509	277.7	0.0409	276.4	0.0322	277.8
$6f_0$	15.102378	0.0494	142.9	0.0385	142.9	0.0304	143.1	0.0241	142.2
$7f_0$	17.619441	0.0341	18.3	0.0265	18.9	0.0212	18.7	0.0165	18.3
$8f_0$	20.136504	0.0217	239.5	0.0170	241.4	0.0133	241.5	0.0099	241.8
$9f_0$	22.653567	0.0174	105.1	0.0134	108.9	0.0109	109.5	0.0086	109.2
$10f_0$	25.170630	0.0125	333.2	0.0098	335.4	0.0071	338.7	0.0057	330.0
$11f_0$	27.687693	0.0091	196.2	0.0074	198.9	0.0054	195.5	0.0034	192.9
$12f_0$	30.204756	0.0072	57.2	0.0048	58.34	0.0044	58.6	0.0030	61.0
$13f_0$	32.721819	0.0055	282.0	0.0042	280.3	0.0036	294.2	0.0021	285.9
$14f_0$	35.238882	0.0044	145.8	0.0031	148.2	0.0026	141.3	0.0015	149.1
$15f_0$	37.755945	0.0039	3.9	0.0027	1.2	0.0024	2.7	0.0013	359.1
$f_0 - f_m$	2.378743	0.0093	185.6	0.0065	186.6	0.0059	196.2	0.0044	192.6
$f_0 + f_m$	2.655383	0.0092	349.2	0.0064	347.3	0.0058	350.9	0.0039	352.4
$2f_0 - f_m$	4.895806	0.0092	29.3	0.0073	38.8	0.0052	32.6	0.0044	42.7
$2f_0 + f_m$	5.172446	0.0086	175.3	0.0060	179.1	0.0043	181.2	0.0039	186.5
$3f_0 - f_m$	7.412869	0.0078	248.6	0.0061	248.4	0.0052	262.8	0.0038	271.1
$3f_0 + f_m$	7.689509	0.0071	43.9	0.0052	43.7	0.0046	45.8	0.0036	54.4
$4f_0 - f_m$	9.929932	0.0070	155.3	0.0054	156.3	0.0040	149.5	0.0032	161.5
$4f_0 + f_m$	10.206572	0.0067	306.8	0.0048	302.8	0.0043	304.1	0.0035	303.5
$5f_0 - f_m$	12.446995	0.0056	18.4	0.0043	14.8	0.0034	16.3	0.0028	16.4
$5f_0 + f_m$	12.723635	0.0054	190.0	0.0042	185.6	0.0033	188.6	0.0030	183.6
$6f_0 - f_m$	14.964058	0.0060	253.1	0.0043	250.4	0.0034	255.9	0.0027	243.3
$6f_0 + f_m$	15.240698	0.0035	41.3	0.0037	40.1	0.0024	38.1	0.0018	56.0
$7f_0 - f_m$	17.481121	0.0049	135.6	0.0036	136.1	0.0029	128.2	0.0027	126.9
$7f_0 + f_m$	17.757761	0.0048	280.5	0.0040	279.3	0.0037	282.5	0.0021	279.7
$8f_0 - f_m$	19.998184	0.0033	358.2	0.0026	1.2	0.0020	4.0	0.0026	356.5
$8f_0 + f_m$	20.274824	0.0033	169.6	0.0027	168.2	0.0018	172.1	0.0018	174.1
$9f_0 - f_m$	22.515247	0.0036	245.5	0.0025	240.8	0.0031	242.6	0.0017	246.8
$9f_0 + f_m$	22.791887	0.0030	30.6	0.0020	29.8	0.0017	21.4	0.0010	34.8
$10f_0 - f_m$	25.032310	0.0025	114.8	0.0020	100.3	0.0018	130.7	0.0014	113.8
$10f_0 + f_m$	25.308950	0.0024	269.4	0.0025	263.3	0.0012	254.8	0.0008	288.3
$11f_0 - f_m$	27.549373	0.0020	332.5	0.0017	339.3	0.0014	2.6	0.0014	325.4
$11f_0 + f_m$	27.826013	0.0018	138.7	0.0012	141.8	0.0012	152.6	0.0009	150.7
$12f_0 - f_m$	30.066436	0.0019	205.0	0.0009	205.5	0.0014	223.3	0.0011	206.3
$12f_0 + f_m$	30.343076	0.0016	356.0	0.0008	8.6	0.0007	343.0	0.0013	19.0
$13f_0 - f_m$	32.583499	0.0020	115.9	0.0015	111.0	0.0010	103.8	0.0003	147.5
$13f_0 + f_m$	32.860139	0.0019	252.5	0.0013	237.3	0.0006	223.0	0.0010	255.9
$14f_0 - f_m$	35.100562	0.0008	344.8	0.0008	330.2	0.0009	315.7	0.0006	329.6
$14f_0 + f_m$	35.377202	0.0011	155.2	0.0009	159.8	0.0013	122.4	0.0009	101.7
$15f_0 - f_m$	37.617625	0.0005	161.0	0.0007	219.6	0.0006	178.5	0.0006	140.6
$15f_0 + f_m$	37.894265	0.0008	11.8	0.0004	354.5	0.0005	30.4	0.0002	155.3
f_m	0.138320	0.0058	345.9	0.0045	355.7	0.0040	345.9	0.0042	354.1



2.17. ábra: Az *RR Geminorum* és *SS Cancr* Fourier-spektruma. A felső spektrumokon a radiális módus és felharmonikusainak frekvenciáit nyilak jelzik ($k f_0$, $k = 1, 2, \dots$). A középső, a pulzációval kifehérített spektrumokon az ekvidisztans triplet-szerkezetnek megfelelő modulációs csúcsok frekvenciáira mutatnak a nyilak (Δf , $k f_0 \pm \Delta f$). Alul az adateloszlásra jellemző spektrális ablakok szerint mindkét adatsorban a $\pm 1, 2$ ciklus/nap alias csúcsok jelentkeznek egyedül nagy amplitúdóval. Legtöbb jellemzőjük alapján az *RR Gem* és az *SS Cnc* nagyon hasonlóan viselkednek, semmi okunk azt feltételezni, hogy modulációjuk gyökeresen más természetű lenne. A középső spektrumok alapján azonban egyikük szimmetrikus triplet-szerkezettel klasszikus Blazhko-csillagnak számít, míg a másik csillagnál csak a rövid frekvenciájú modulációs csúcsok láthatók. Spektruma alapján az *SS Cnc* tipikus $\nu 1$ változónak számít, részletes analízissel azonban kimutatható, hogy valójában a nagyobb frekvenciájú csúcsok is megjelennek a spektrumban, csak nagyon kis amplitúdóval. Ez az eredmény is a 2.1. fejezetben már részletezett eredményünket erősíti, miszerint a Blazhko- és $\nu 1$ változók esetében ugyanannak a jelenségnek két szélsőséges példáját látjuk csupán

a magasabb rendekben jelentkezik változás a fáziskülönbségekben. Az *SS Cnc* amplitúdóarányai a komplex modulációs viselkedés eredményeként nem követik az $A1$ változását.

A különböző Blazhko-fázisokra kapott teljes fénygörbék alapján érdemes megvizsgálni, hogy az átlagos fényesség- és színindex-értékek mutatnak-e változást a moduláció során (2.3. táblázat). Annak eldöntése, hogy a nagy amplitúdóval pulzáló csillagoknál az intenzitásátlagolt, illetve a magnitúdóátlagolt értékek bármelyike megfeleltethető-e a csillag statikus értékének (annak az értéknek, amit ugyanaz a csillag mutatna, ha nem pulzálna), máig nem megoldott. Ezzel kapcsolatos modellszámítások alapján az intenzitásátlagolt értékek nem teljesen, de jobban megfeleltethetők a stati-



2.18. ábra: Az *RR Geminorum* és *SS Cancr* Fourier-paramétereit a különböző Blazhko-fázisokban. Kékkel az A_1 amplitúdó változását, zöld színnel az $R_{21}, R_{31}, R_{41}, R_{51}$ amplitúdóarányok eltéréseit, míg pirossal a $\Phi_{21}, \Phi_{31}, \Phi_{41}, \Phi_{51}$ epocha-független fáziskülönbségek értékeit mutatjuk. Az A_1 amplitúdó hasonló változást mutat a két csillagnál, de az amplitúdóarányok és a fáziskülönbségek eltérő viselkedést mutatnak. Az *RR Gem* esetében, ahol alapvetően amplitúdómodulációt látunk az amplitúdóarányok mutatnak szinkronizált változást, míg a fázismodulált *SS Cnc*-nél a fáziskülönbségek változása összehangolt. A 2.17. ábrákon mutatott spektrumoknak megfelelően a moduláció az első 5 felharmonikus mindegyikénél majdhogyan egyformán erős

kus értékeknek, mint a magnitúdóátlagok (Bono et al., 1995). Mivel fizikai jelentése valójában az intenzitásoknak, és nem azok logaritmikus skálára átttranszformált értékeinek, a magnitúdóknak van, ez is az intenzitásátlagolt értékek közelebbi kapcsolatát jelzi a valódi fizikai paraméterekkel.

A 2.3. táblázatban összefoglaljuk az *RR Gem* különböző szín- és színindexgörbéinek magnitúdó- és intenzitásátlagolt értékeit Blazhko-fázisok szerint. Az A_1 amplitúdóval jelezzük a fényváltozás amplitúdójának változásait. Méréseink pontosságát jelzi, hogy minden átlagértékben csak ezredmagnitúdónyi változás tapasztalható, a változások azonban a Blazhko-fázis szerint történnek, ezért nem tekinthetők szórásnak. Leghatározottabb szisztematikus változás a magnitúdóátlagolt fényességekben látszik. Annak azonban, hogy ez valódi luminozitásváltozást jelentene a Blazhko-periódus sze-

2.3. táblázat: Az RR Gem B, V, R_c, I_c magnitúdóinak és $B - V, V - R_c, V - I_c$ színindexeinek magnitúdó-, illetve intenzitásátlagolt értékei a különböző Blazhko-fázisok fénygörbéire

magnitúdóátlag								
Bl fázis	$A_1(V)$	\overline{B}	\overline{V}	$\overline{R_c}$	$\overline{I_c}$	$\overline{B} - \overline{V}$	$\overline{V} - \overline{R_c}$	$\overline{V} - \overline{I_c}$
0.0 – 0.1	0.3898	11.819	11.414	11.150	10.903	0.405	0.264	0.511
0.1 – 0.2	0.3981	11.818	11.416	11.150	10.905	0.402	0.266	0.511
0.2 – 0.3	0.4036	11.824	11.419	11.153	10.908	0.405	0.266	0.511
0.3 – 0.4	0.4104	11.827	11.421	11.156	10.910	0.406	0.265	0.511
0.4 – 0.5	0.4159	11.829	11.422	11.154	10.911	0.407	0.268	0.511
0.5 – 0.6	0.4088	11.824	11.421	11.155	10.908	0.403	0.266	0.513
0.6 – 0.7	0.4081	11.824	11.420	11.154	10.908	0.404	0.266	0.512
0.7 – 0.8	0.4953	11.823	11.416	11.152	10.905	0.407	0.264	0.511
0.8 – 0.9	0.3947	11.820	11.414	11.150	10.903	0.406	0.264	0.511
0.9 – 1.0	0.3900	11.816	11.413	11.146	10.901	0.403	0.267	0.512

intenzitásátlag								
Bl fázis	$A_1(V)$	\overline{B}	\overline{V}	$\overline{R_c}$	$\overline{I_c}$	$\overline{B} - \overline{V}$	$\overline{V} - \overline{R_c}$	$\overline{V} - \overline{I_c}$
0.0 – 0.1	0.3898	11.713	11.359	11.118	10.885	0.354	0.241	0.474
0.1 – 0.2	0.3981	11.707	11.358	11.116	10.885	0.349	0.242	0.473
0.2 – 0.3	0.4036	11.706	11.358	11.117	10.888	0.348	0.241	0.470
0.3 – 0.4	0.4104	11.702	11.356	11.117	10.888	0.346	0.239	0.468
0.4 – 0.5	0.4159	11.701	11.355	11.115	10.888	0.346	0.240	0.467
0.5 – 0.6	0.4088	11.701	11.356	11.117	10.885	0.345	0.239	0.471
0.6 – 0.7	0.4081	11.704	11.357	11.117	10.886	0.347	0.240	0.471
0.7 – 0.8	0.4953	11.710	11.358	11.118	10.886	0.352	0.240	0.472
0.8 – 0.9	0.3947	11.712	11.357	11.116	10.883	0.355	0.241	0.474
0.9 – 1.0	0.3900	11.710	11.357	11.114	10.882	0.353	0.243	0.475

rint, ellentmond, hogy az intenzitásátlagolt V magnitúdók csupán 0,004 magnitúdóértéken belüli elletétes változást mutatnak.

Feltéve, hogy az intenzitásátlagolt értékek a statikus állapot paramétereit tükrözik, az RR Gem mérései alapján azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a moduláció során az átlagfényesség alig, $\sim 0,003$ – $0,004$ magnitúdónyit változik csupán; ennyivel fényesebb az intenzitásátlagolt V magnitúdó a moduláció nagyobb amplitúdójú fázisaiban, mint a kisebb amplitúdók környékén. A színindexváltozások (amelyek hőmérsékletváltozást tükrözhetnek) az intenzitásátlagolt értékek alapján kb. 30–40 K-nel melegebb átlaghőmérsékletre utalnak a nagy amplitúdójú fázisban.

Eredményünkkel először sikerült Blazhko-csillag átlagparamétereinek bármilyen változását kimutatnunk a moduláció során. Hasonlóan pontos többszín-fotometriai vizsgálatra nagy amplitúdójú moduláció esetén még nem került sor. Erős modulációt mu-

tató csillagoknál elképzelhető, hogy olyan szintű változások is tapasztalhatók lennének, amelyek meghaladják a magnitúdó-, illetve intenzitás-átlagolásból származó bizonytalanságokat, s ezzel még határozottabban mutathatnának azokra a fizikai paraméterekbeli változásokra, amelyek a moduláció során a csillagokban bekövetkezhetnek.

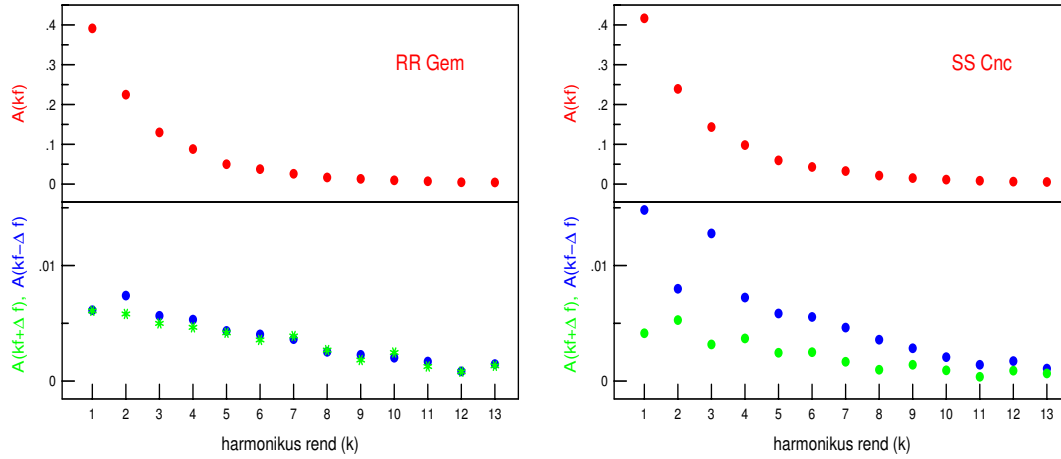
2.4. táblázat: A pozitív és negatív oldali modulációs frekvenciakomponensek amplitúdóarányai és fáziskülönbségei a különböző rendekben, valamint ezek hibái

$$R_k = A_{kf_0+f_m}/A_{kf_0-f_m}; \Delta\phi_k = \phi_{kf_0+f_m} - \phi_{kf_0-f_m}$$

<i>B</i>			<i>V</i>		<i>R_c</i>		<i>I_c</i>	
<i>k</i>	<i>R_k</i>	σ_{R_k}	<i>R_k</i>	σ_{R_k}	<i>R_k</i>	σ_{R_k}	<i>R_k</i>	σ_{R_k}
1	0.989	0.045	0.970	0.063	0.983	0.071	0.867	0.088
2	0.934	0.053	0.822	0.053	0.827	0.100	0.886	0.091
3	0.910	0.060	0.852	0.065	0.885	0.103	0.947	0.109
4	0.957	0.070	0.887	0.076	1.075	0.128	1.063	0.137
5	0.982	0.088	0.977	0.098	0.971	0.144	1.034	0.176
6	0.583	0.077	0.860	0.092	0.706	0.144	0.667	0.134
7	0.980	0.114	1.111	0.125	1.276	0.224	0.778	0.141
8	1.000	0.129	1.038	0.166	0.900	0.269	0.692	0.140
9	0.833	0.108	0.800	0.154	0.548	0.110	0.588	0.205
10	1.000	0.170	1.250	0.240	0.632	0.187	0.714	0.263

<i>k</i>	$\Delta\phi_k$	$\sigma_{\Delta\phi_k}$	$\Delta\phi_k$	$\sigma_{\Delta\phi_k}$	$\Delta\phi_k$	$\sigma_{\Delta\phi_k}$	$\Delta\phi_k$	$\sigma_{\Delta\phi_k}$
1	163.6	3.0	160.7	3.7	154.7	4.9	159.8	6.2
2	146.0	3.3	140.3	3.8	148.6	6.3	143.8	6.5
3	155.3	3.7	155.3	4.1	143.0	5.7	143.3	6.8
4	151.5	3.9	146.5	4.6	154.6	6.6	142.0	7.4
5	171.6	5.2	170.8	5.7	172.3	8.8	167.2	9.0
6	148.2	6.5	149.7	5.9	142.2	10.3	172.7	11.8
7	144.9	6.0	143.2	6.5	154.3	9.1	152.8	11.5
8	171.4	8.6	167.0	9.2	168.1	15.5	177.6	12.7
9	145.1	8.9	149.0	11.2	138.8	13.8	148.0	22.5
10	154.6	11.4	163.0	10.7	124.1	20.6	174.5	24.0

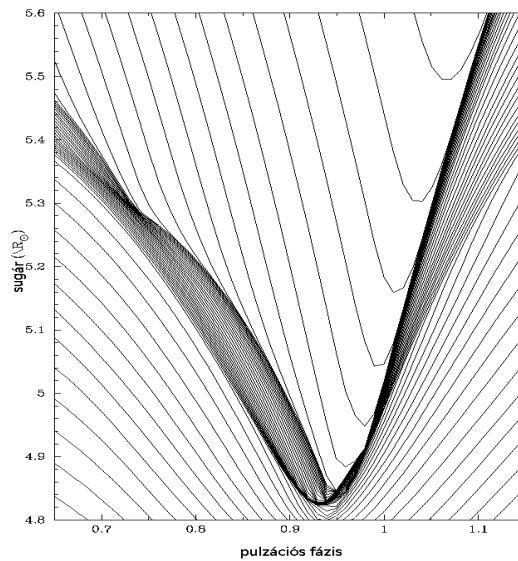
A moduláció lehetséges elméleti leírásai a különböző rendekben a moduláció amplitúdóarányainak és fáziskülönbségeinek ($R_k = A_{kf_0+f_m}/A_{kf_0-f_m}$; és $\Delta\phi_k = \phi_{kf_0+f_m} - \phi_{kf_0-f_m}$) közel egyezését jósolják (Kovács, 1995; Shibahashi, 2000; Smith et al., 1999; Nowakowski & Dziembowski, 2001). A 2.4. táblázatban az RR Gem megfelelő adatai azt mutatják, hogy mind a különböző színekben, mind a különböző rendekben 2–3 σ -nál nagyobb eltérések is előfordulnak az amplitúdóarányok és fáziskülönbségek között. Nem meglepő, hogy a kevésbé szabályos Fourier-spektrumú SS Cnc



2.19. ábra: Az *RR Geminorum* és *SS Cancri* pulzációs és modulációs Fourier-amplitúdói növekvő harmonikusok szerint. Mindkét csillagnál a pulzáció felharmonikusainak (kf , $k > 1$) amplitúdói exponenciális csökkenést mutatnak magasabb rendek, nagyobb k -k felé (felső panelok). Ezzel szemben a modulációs amplitúdók lineárisan közelíthető csökkenést mutatnak (alsó panelok). Az *RR Gem* modulációs amplitúdói erős szimmetriát mutatnak, $A(f - \Delta f) \simeq A(f + \Delta f)$, míg az *SS Cnc*-nél $A(f - \Delta f) > A(f + \Delta f)$. Az *SS Cnc* modulációs amplitúdóinak ‘szórása’ csak kis részben származik a gyengébb lefedettség miatti bizonytalanságból, valódi szabálytalanságokat is tükröz

esetében például a V szín amplitúdóarányai már az első 5 rendben 1,51 és 4,03 között változnak (a hiba kisebb mint 0,1), és a fáziskülönbségek relatíve kisebb tartományban, de szintén hibahatáron túl különböző értékűek, 5° és 121° között. Smith et al. (1999) az *AR Herculis* esetében szintén hasonló, szignifikáns eltéréseket tapasztalt ezen paraméterekben. Mivel a modellek számos egyszerűsítést tartalmaznak, nem dönthető el, hogy ezek az eredmények csak a modellek pontatlanságára, vagy komolyabb valótlan-ságukra utalnak-e.

A pulzációs frekvencia és felharmonikusainak az amplitúdói mindkét csillagnál exponenciálisan csökkennek az egyre magasabb felharmonikusok felé (lásd a 2.17. ábra felső paneljein és a 2.19. ábrán). Az azonos oldali modulációs frekvenciák amplitúdói ezzel szemben sokkal kisebb mértékben, közel lineárisan csökkennek (lásd a 2.17. ábra középső paneljein és a 2.19. ábrán). A pulzáció során a felharmonikus-frekvenciák megjelenését (ami a fénygörbe aszimmetrikus alakjában nyilvánul meg) az atmoszféra erős nemlinearitása okozza. A három radiális módusú *V823 Cas* vizsgálata is arra mutat (Jurcsik et al., 2005c, részletesen lásd a 3.3. fejezetben), hogy a különböző módusok nemlineáris csatolási frekvenciáinak amplitúdói a magasabb rendek felé exponenciálisan csökkennek. A modulációs amplitúdók ettől eltérő – közel lineárisan csök-



2.20. ábra: *RR Lyrae-modell, amely a légkör tömegzónáinak eltérő mozgásait mutatja. Az 1 fázis a fénygörbe maximumának felel meg, kb 0,97 fázisnál legkisebb a csillag mérete. A mozgások két helyen utalnak jelentős lökeshullám-keletkezésre, 0,73 és 0,85 pulzációs fázis környékén, amelyek kb. a csillag legkisebb méretű állapotánál találkoznak s a lökeshullám ezután kezd kifelé terjedni (Chadid et al., 2000). Különböző paraméterű modellekben a lökeshullámok eltérő mélységben és fázisban keletkeznek, terjedésüket, kölcsönhatásaikat azonban ma sem tudjuk még minden szempontból kielégítő pontosan modellezni*

kenő – viselkedése arra mutat, hogy esetükben valószínűleg *nem* valódi frekvenciák nemlineáris csatolása eredményeként megjelenő frekvenciakomponenseket látunk.

Nagy modulációs amplitúdójú Blazhko-csillagok esetében (pl. AR Herculis) a pulzációs és modulációs amplitúdók csökkenésének ez az eltérő karaktere azt eredményezi, hogy a modulációs csúcsok már a 4–5. felharmonikus esetében a pulzációnál nagyobb amplitúdójúak lehetnek.

Érdemes elgondolkozni azon, hogy – mint ahogy a 2.16. ábrákon látható – a moduláció erőteljesen a pulzáció néhány tizednyi fázisára koncentrálódik. Elképzelésünk szerint a magasabb rendű modulációs frekvenciák valójában csak a Fourier-technika matematikai leírása miatt jelennek meg, szerepük az, hogy ezt a fáziskoncentrációt létrehozzák. Ezt támasztja alá, hogy az RR Gem erősebb fáziskoncentrációjú modulációja esetében a moduláció amplitúdója a tizedik rendre csupán 34%-nyira csökken, míg a kevésbé fáziskoncentrált modulációjú SS Cnc-nél a tizedik rendre a modulációs amplitúdók már 14%-nyira csökkennek.

Az RR Lyrae csillagok pulzációjára jellemző, hogy a pulzáció során a légkörben

lökéshullámok keletkeznek. A különböző rétegek mozgása nem szinkronizált, s ennek eredményeként nagy energiájú ütközések jöhetnek létre. Az eltérő mozgások bizonyítéka a különböző mélységekben keletkező fémvonalak radiális sebességgörbéi között megfigyelhető különbség (Van Hoof-effektus). Már egész korai (Struve, 1947) spektroszkópiai mérések kimutatták, hogy az RR Lyrae csillagok fénygörbéjének felszálló ágán a hidrogénvonalak rövid ideig emisszióban mutatkoznak, ezzel is utalva nagy energiájú lökéshullámok megjelenésére. A hidrogénemisszió megjelenése a megfigyelt esetekben fotometriailag megfigyelhető jelenséggel, az $U - B$ színindex excesszusával jár együtt (Preston & Paczyński, 1964).

Preston et al. (1965) az RR Lyrae spektroszkópiai vizsgálatának eredményeként arra a következtetésre jutott, hogy a Blazhko-ciklus során a felszálló ági lökéshullám különböző mélységekből indul. Az RR Gem esetében a lökéshullámra utaló $U - B$ excesszus (Liu & Janes, 1989) a felszálló ág közepén éppen abban a fázisban jelenik meg, amire az RR Gem 'lepkeábrája' szimmetrikus. Ez a kapcsolat megerősítheti Preston eredményeit, úgy tűnik, a moduláció a lökéshullám keletkezésének/terjedésének valamilyen perturbációjával köthető össze.

Az SS Cnc-ről sem részletes spektroszkópiai vizsgálat, sem $U - B$ mérés nincs. Az SS Cnc aszimmetrikus lepkeábrájának tengelye valamivel a fénygörbe maximuma utánra esik, a két 'szárny' maximuma a felszálló, illetve leszálló ág azonos fényességű pontjára esik. Ez az alapjaiban hasonló, de részleteiben különböző viselkedése az SS Cnc modulációjának valószínűleg a két csillag közötti szerkezeti, fizikai paraméterekbeli eltéréssel magyarázható.

Amennyiben a moduláció lepkeábrájának szerkezetét több csillagra is hasonló részletességgel megismerjük, s eredményeinket spektroszkópiai vizsgálatokkal egészítjük ki, a moduláción keresztül lehetőségünk nyílna az RR Lyrae csillagok szerkezetét, pulzációjukat s ezek eltéréseit eddig feltáratlan részleteikben is megismernünk.

3. fejezet

Csillagfejlődési jelenségek a pulzáló változócsillagok körében

A csillagok fejlődési változásainak direkt megfigyelésére a csillagászoknak csak nagyon kevés lehetőségük van. A csillagfejlődésnek vannak valóban nagyon gyors, emberi időskálán mérhető változásokkal járó szakaszai, de ezek a jelenségek rendkívül ritkák, mivel a csillagok életútjának csupán nagyon rövid szakaszait jellemzik. Direkt fejlődési változások nyomon követésére jó példa az FG Sagittae, amely 100 év alatt keresztezte a Hertzsprung–Russell-diagramot, miközben megfigyelhető tulajdonságai számos meglepő változást mutattak (Jurcsik, 1992, 1993; Jurcsik & Montesinos, 1999).

A csillagok fejlődésének, a nukleáris energiatermelésükben bekövetkező változások következményeinek megfigyelésére sokkal általánosabb lehetőséget ad a csillagokban végbemenő, rendkívül lassú, de szerkezetük legkisebb változását is hűen tükröző pulzációs tulajdonságaik változásainak hosszú távú vizsgálata. Több pulzáló változócsillag-típusnál a pulzáció legkönnyebben meghatározható paramétere, a pulzáció periódusa változásaiban sokszor fejlődési jelenségeket is tükröz, s ezáltal lehetőséget biztosít az elméleti fejlődési modellek eredményeinek ellenőrzésére is. Ilyen munkák a legtöbb változótípusra készültek, csupán példaként említjük az alábbiakat: nagy amplitúdójú δ Scuti csillagok (Szeidl, 2000); galaktikus klasszikus cepheidák (Pietrukowicz, 2003); Mirák (Templeton et al., 2005).

Az RR Lyrae csillagok esetében máig vitatott, hogy mi okozza megfigyelt periódusváltozásaikat. Számos ellentmondásba ütközünk a megfigyelt periódusváltozások csupán fejlődésként való értelmezésével.

- A horizontális ági fejlődés során olyan nagymértékű tartós perióduscsökkenés, mint amit sok esetben meg lehet figyelni, sehol sem következik be.
- Nincs egyértelmű magyarázat a random, irreguláris periódusváltozásokra, amelyek főleg a Blazhko-változók és az RRc csillagok sajátja. Sweigart & Renzini (1979) a szemikonvektív zóna, illetve a konvektív mag keveredési folya-

mataival magyarázza az anomális periódusváltozásokat. Elképzelésük szerint ezen keveredések során a kémiai elemek mélységi eloszlásában olyan változások történhetnek, amelyek tetszőleges irányú és rövid időszakokra a fejlődésinél nagyságrendekkel gyorsabb periódusváltozásokat okozhatnak. Stothers (1980) a hidromágneses jelenségek hatását vélte a periódusváltozások magyarázatának.

- Az RRab és az RRc változók megfigyelt átlagos periódusváltozási tulajdonságainak eltéréseit sem pulzációelméleti, sem csillagfejlődési modellekkel nem tudjuk megmagyarázni.
- A kétmódusú változók módusainak ellentétes irányú periódusváltozása nem magyarázható fejlődési változásként (Paparó et al., 1998).

Mindezek ellenére gömbhalmazok esetében, ahol tömegesen figyelhetünk meg hasonló fejlődési állapotú változókat, a megfigyelt átlagos periódusváltozási ráta jól megfeleltethető a fejlődési modellek alapján várható értékkel (Lee, 1991; Rathbun & Smith, 1997). A legtöbb változóban gazdag gömbhalmazra átfogó periódusváltozási vizsgálatot végeztek, azonban az egyik legérdekesebb gömbhalmaz, az ω Centauri hasonló vizsgálata Martin (1938) és Belserene (1964) munkái óta nem folytatódott. Hiányzott a legújabb mérések (Kaluzny et al., 1997) és számos egyéb létező, de publikálatlan adat feldolgozása. A 3.1. fejezetben az ω Centauri változóinak részletes, minden adatra kiterjedő periódusváltozási vizsgálatának eredményeit foglalom össze (Jurcsik, 2000; Jurcsik et al., 2001).

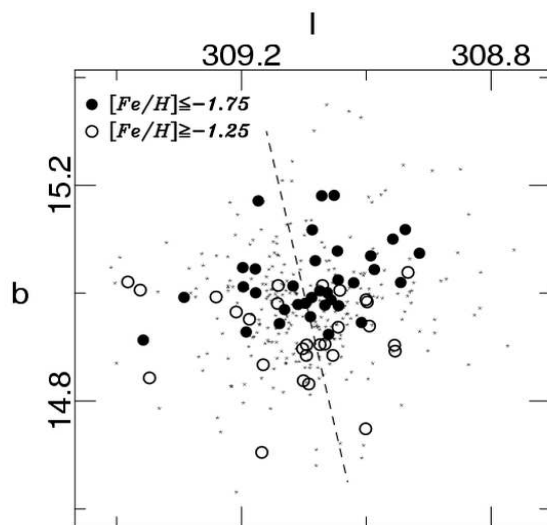
A gömbhalmazok változóinak vizsgálata nemcsak periódusváltozásukon keresztül, hanem a szín–fényesség diagramokon elfoglalt pozíciójuk és pulzációs tulajdonságaik összevetésével is lehetőséget nyújthat a csillagok pontos fejlődési állapotának meghatározására. Az M3 gömbhalmazról rendelkezésre álló nagy pontosságú fotometriai mérések (saját, illetve irodalmi adatok) olyan átfogó vizsgálatot tettek lehetővé, amelynek alapján meg tudtuk különböztetni a különböző fejlődési állapotú változókat (lásd a 3.2.2. fejezet; Jurcsik et al., 2003).

Az asztrofizika számára az egyik legérdekesebb objektumok a két/többmódusú változók. Maga a módusszelekció, a módusok változásai mind-mind egyedüli betekintést jelentenek ezen csillagok szerkezetébe, s szerkezeti változásaiba. A V823 Cassiopeiae vizsgálatával (3.3. fejezet, Jurcsik et al., 2005c) a módusok kölcsönhatásairól s a módusok periódusváltozásainak lehetséges okairól sikerült fontos, új ismereteket szerezni.

3.1. Az ω Centauri változócsillagainak periódusváltozása

3.1.1. Az ω Centauri különleges gömbhalmaz

Az ω Centauri több szempontból is különlegesnek számít a galaktikus gömbhalmazok között. A gömbhalmazok csillagai nagyon rövid időn belül, közel egyidejűleg keletkeztek, ezzel szemben az ω Centauri csillagairól megállapítható, hogy rendkívül elnyúlt, 2–4 gigaév időtartományon átnyúló időszakban jöttek létre. A galaktikus halmazok között ez a leglapultabb, a legnagyobb tömegű, egyben gravitációsan legkevésbé kötött halmaz. Mindezek alapján az ω Centauri sokkal inkább emlékeztet egy törpegalaxisra, mint egy gömbhalmazra. Lehetséges elképzelésnek tűnik, hogy az ω Centauri valójában egy elliptikus törpegalaxis maradványa, melyet galaxisunk dinamikus árapályhatások eredményeként ‘befogott’.



ω Centauri $V \leq 12.75$ mag

3.1. ábra: Az ω Centauri 359 fényes óriáscsillagának fémességtérképe galaktikus koordináták szerint (Jurcsik, 1998b). Üres körök a legfémgazdagabb, fekete pontok a legfémszegényebb, apró pontok a többi ismert fémtartalmú csillagot jelölik. Szaggatott vonal jelzi a halmaz látszó kistengelyét, ami a forgástengellyel közel egybeesik. A legfémgazdagabb és legfémszegényebb csillagok galaktikus szélesség szerint, illetve a halmaz forgástengelyére merőleges irányban szeparálódnak, a két minta középpontjának látszó távolsága 6,2'

Az ω Centauri egyik legkülönösebb peculiaritása az, hogy – ellentétben a legtöbb gömbhalmaz csillagainak fémtartalombeli homogenitásával – csillagainak fémtartalma rendkívül széles tartományon belül eltérő, $0 \text{ dex} > [\text{Fe}/\text{H}] > -2 \text{ dex}$ között változhat. Minden más gömbhalmaznál, ahol a fémtartalomban eltérés mutatkozik, az kevesebb mint néhány tized dex.

A fémtartalom nemcsak nagy szórást mutat, hanem az eltérő fémtartalmú óriáscsillagok a halmazon belül aszimmetrikusan helyezkednek el (Jurcsik, 1998b). Ez az aszimmetria két szempontból is kitüntetett irányú. Egyrészt a legfémgazdagabbak a halmaznak a galaxis síkja felé eső oldalán, míg a legfémszegényebbek a halo felőli oldalon találhatók (lásd a 3.1. ábra). Másrészt az aszimmetrikus eloszlás a halmaz forgástengelye, illetve az azzal közel egybeeső látszó kistengelye mentén jelentkezik. A fémtartalom szerinti térbeli szegregáció a halmaz RR Lyrae és szubóriás csillagainál nem tapasztalható, ez azonban a halványabb minta pontatlanabb fémtartalom-meghatározásának is eredménye lehet.

Az ω Centauri különböző fémtartalmú óriáscsillagainak speciális térbeli elrendeződésére – mint ahogy a halmaz számos különleges tulajdonságának magyarázatára sem – minden szempontból kielégítő magyarázat még nem született.

3.1.2. Az ω Centauri változócsillagai

Az ω Centauri a változóiban leggazdagabb galaktikus halmaz. Clement et al. (2001) katalógusa 293 változót sorol fel, melyek között több tucat fedési változó is található, ami gömbhalmazokban szintén kivételesnek számít. Aktív, foltos csillagok, II. populációs cepheidák, szemireguláris változók és halvány, rövid periódusú SX Phe csillagok is nagy számban szerepelnek a változók között. A változók zöme – több mint 200 – azonban tipikus ‘halmazváltozó’ RR Lyrae csillag, és néhány, a horizontális ágról már erősen elfejlődött (AHB1 – horizontális ág feletti) pulzáló változó is található közöttük.

A változók közül már több mint 100-at Bailey (1902) is ismert, 135 azon változók száma, amelyekről legalább ötven éven át mérések készültek. Ezeknek az adatoknak egy részét azonban sohasem publikálták részletesen (pl. Geyer & Szeidl, 1970; Belserene, 1964). Emilia Belserene a Yale-Columbia 26 inches távcsövével 1965-ben és 1967-ben végzett mérései, valamint Christine Clement a Las Campanas Observatory Helen Sawyer Hogg-távcsövével 1972 és 1986 között készített felvételei korábban semmilyen formában nem voltak feldolgozva. A publikálatlan mérések felkutatása és feldolgozása (Jurcsik et al., 2001) nélkül a 20. század második feléből csak szórványosan lennének adataink az ω Centauri változóiról.

3.1.3. Periódusváltozások

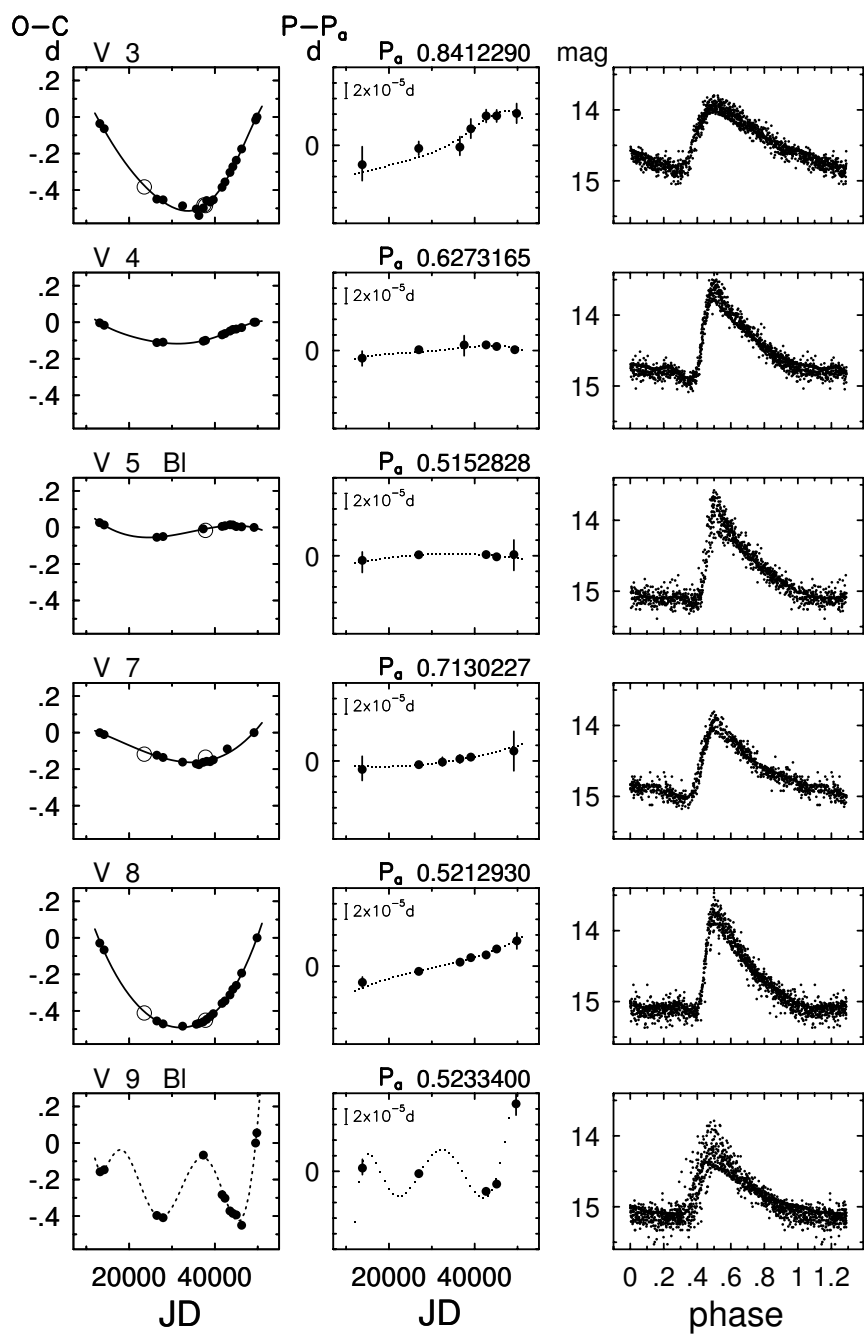
A 1.2.2. fejezetben röviden már ismertettük a periódusváltozások vizsgálatára használt $O - C$ eljárást. $O - C$ értéket nemcsak a fényességmaximumok időpontjára lehet meghatározni, hanem – amennyiben a teljes fénygörbét lefedő adatsor áll rendelkezésre (ez gömbhalmaz-mérések esetében teljesül) – a teljes fénygörbe egy referenciagörbéhez képesti fáziseltolódásaként is definiálhatjuk. Ezáltal a sok esetben csak elég bizonytalanul meghatározható maximumidőpontokból számított $O - C$ értékeknel pontosabb eredményt kapunk.

Az több mint egy évszázadot átívelő mérések, amelyek 1892 és 1995 között, a kor technikájának megfelelően készültek, nagyrészt fotografikus anyagból állnak, de töredékesen fotoelektromos mérések, és az OGLE-méréseknek köszönhetően (Kaluzny et al., 1997) nagy pontosságú CCD-eredmények is rendelkezésre állnak.

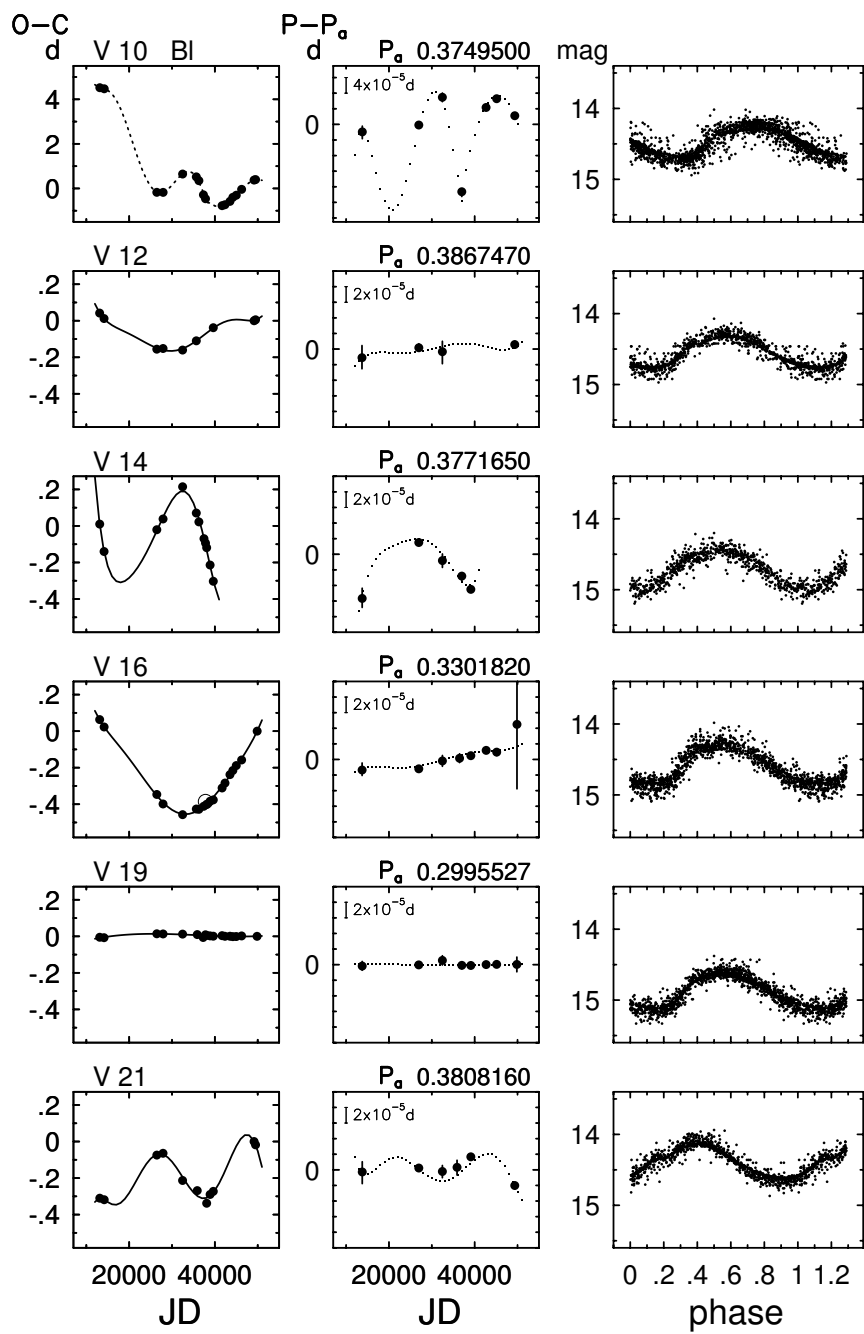
A CCD-mérések minden korábban ismert változót lefedtek, s ezek mindegyikére teljes, megbízható fénygörbét adtak. Kézenfekvő megoldás volt tehát, hogy az $O - C$ vizsgálat referenciagörbéit a CCD-mérések alapján határozzuk meg. Annak érdekében, hogy 100 évre ‘kiegyenlített’ $O - C$ görbét kapjunk, minden csillagra meghatároztuk a 100 év átlagos periódusértékét (P_a), s az $O - C$ különbségeket ennek megfelelően határoztuk meg. A rendelkezésre álló anyagot minden csillagra a lehető legtöbb részre bontottuk, úgy, hogy minden részadatsor teljes, homogén adatsorú fénygörbét adjon. Legkisebb négyzetes módszerrel meghatároztuk ezen fénygörbék P_a szerinti fázisgörbéinek a referenciagörbéhez képesti horizontális (fáziskülönbség) és vertikális (nullponti eltérés) eltolódását. A fáziskülönbség P_a szerinti szorzatával így megkapjuk az adott adatsorra érvényes $O - C$ (nap egységben mért) értékét. Eredményeinket néhány példán RRab, RRC és AHB változókra a 3.2.–3.4. ábra bal oldali paneljain mutatjuk. Az összes megvizsgált csillagra a megfelelő ábrákat lásd Jurcsik et al. (2001). Az ábrákon az $O - C$ -re illesztett polinomfüggvényt is feltüntetjük.

Amennyiben többéves kiterjedt adatsorok állnak rendelkezésre, a periódusváltozást direkt módon, az adatsorokból meghatározott pillanatnyi periódusértékeken keresztül is vizsgálhatjuk. Az így kapott periódusértékeknek hibahatáron belül meg kell egyezniük az $O - C$ adatokra illesztett polinomfüggvényből az 1.3 formula alapján definiált függvény aktuális értékével. A 3.2.–3.4. ábra középső paneljai a változókra kapott pillanatnyi periódusértékeket, s a periódus 1.3 alapján az $O - C$ illesztés szerint számolt változását mutatják.

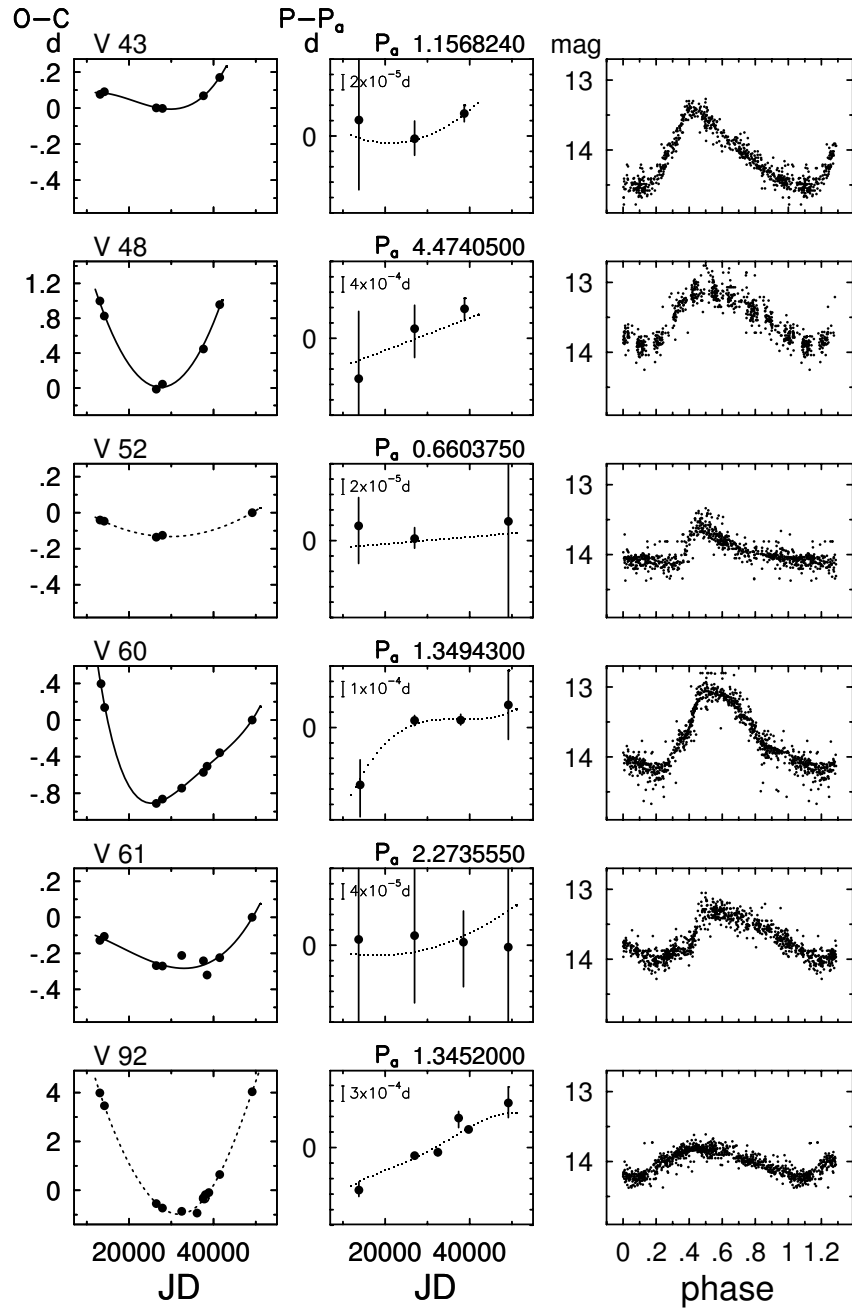
Az $O - C$ értékek az adott időszakban bekövetkező méréseknek a referenciagörbéhez képest, P_a átlagperiódussal számolt időbeli eltolódását jelölik. Ezért, ha a mérések valódi időpontjai helyett azok $O - C$ polinomillesztésének megfelelő értékével csökkentett transzformáltját vesszük ($t' = t - \sum_{i=1}^k c_i t^{i-1}$), a mérések közötti fáziseltolódások megszűnnek, és a referenciagörbére már minden adatunk illeszkedni fog. Az így kapott ‘koherens’ görbéket a 3.2.–3.4. ábra jobb oldali paneljai mutatják.



3.2. ábra: Példák az ω Centauri RRab csillagainak periódusváltozásaira. Az ábrák részletes magyarázata a szövegben található



3.3. ábra: Példák az ω Centauri RRc csillagainak periódusváltozásaira



3.4. ábra: Az ω Centauri horizontális ág feletti (AHB), elfejlődött pulzáló változóinak periódusváltozásai

3.1. táblázat: Az ω Centauri változóinak periódusváltozási paraméterei

Változó ^a	P_a nap	Bl ^b	$O - C^c$ [Fe/H] ^d	$\beta = < \frac{\Delta P}{\Delta t} >$ nap /10 ¹⁰ nap	$\alpha = \beta/P_a$ 1/10 ¹⁰ nap	$\sigma_{\frac{\Delta P}{\Delta t}}$	$\sigma_{\frac{\Delta P}{\Delta t}}/ \beta $		
RRab csillagok									
3	0.8412290	1	1	1	21.750	0.794	25.855	1.975	0.09
4	0.6273165	1	1	1	3.733	0.136	5.951	0.649	0.17
5	0.5152828	0	1		1.617	0.059	3.137	0.832	0.51
7	0.7130227	1	1	1	6.833	0.249	9.584	0.901	0.13
8	0.5212930	1	1	1	16.950	0.619	32.515	0.696	0.04
9	0.5233400	0	0		32.314	1.179	61.745	20.363	0.63
11	0.5648060	0	0		5.042	0.184	8.926	0.008	0.00
13	0.6690535	1	1	1	2.528	0.092	3.778	2.725	1.08
15	0.8106220	1	1	1	20.406	0.745	25.173	0.004	0.00
18	0.6216686	1	1	1	1.217	0.044	1.957	1.585	1.30
20	0.6155540	1	1	1	2.222	0.081	3.610	2.726	1.23
23	0.5108675	1	1	0	2.122	0.077	4.154	1.822	0.86
25	0.5884890	1	1	1	8.842	0.323	15.024	14.117	1.60
26	0.7847145	1	1	1	4.531	0.165	5.774	0.008	0.00
27	0.6156805	1	1	0	4.553	0.166	7.395	0.008	0.00
32	0.6204257	1	1	1	-30.317	-1.107	-48.864	0.006	0.00
33	0.6023230	1	1	1	6.547	0.239	10.870	2.714	0.41
34	0.7339435	1	1	1	4.611	0.168	6.283	0.005	0.00
38	0.7790480	1	1	1	3.636	0.133	4.667	0.307	0.08
40	0.6340938	1	1	1	2.128	0.078	3.356	0.007	0.00
41	0.6629500	1	1	1	-3.317	-0.121	-5.003	1.517	0.46
44	0.5675425	1	1	0	-1.144	-0.042	-2.016	0.373	0.33
45	0.5891330	0	1	1	-1.325	-0.048	-2.249	2.560	1.93
46	0.6869440	1	1	1	3.922	0.143	5.710	1.278	0.33
49	0.6046400	1	1	1	-3.881	-0.142	-6.418	6.582	1.70
51	0.5741345	1	1	1	5.128	0.187	8.931	0.616	0.12
54	0.7729000	1	1	1	5.064	0.185	6.552	0.008	0.00
55	0.5816930	1	1		-13.428	-0.490	-23.085	0.008	0.00
*56	0.5680000	0	0		23.585	0.861	41.523	15.562	0.66
57	0.7944180	1	1	1	4.800	0.175	6.042	0.000	0.00
59	0.5185200	0	0		24.242	0.885	46.752	5.406	0.22
62	0.6197940	1	1	1	4.833	0.176	7.798	1.194	0.25
63	0.8259450	1	1		6.706	0.245	8.119	0.004	0.00
67	0.5644508	0	1		0.000	0.000	0.000	0.000	0.00
69	0.6532205	0	1		4.463	0.163	6.832	0.070	0.02
73	0.5752130	0	1		-5.269	-0.192	-9.160	2.941	0.56
74	0.5032475	1	1	1	-10.883	-0.397	-21.626	3.649	0.34
79	0.6082747	1	1	1	2.992	0.109	4.918	0.426	0.14
*84	0.5798730	1	1	0	-1.375	-0.050	-2.371	0.007	0.01

3.1. táblázat – folytatás

Változó ^a	P_a nap	Bl ^b	$O - C^c$ [Fe/H] ^d	$\beta = < \frac{\Delta P}{\Delta t} >$ nap /10 ¹⁰ nap	$\alpha = \beta / P_a$ nap /Mév	$\sigma_{\frac{\Delta P}{\Delta t}}$ 1/10 ¹⁰ nap	$\sigma_{\frac{\Delta P}{\Delta t}} / \beta $		
85	0.7427580	1	1	1	2.461	0.090	3.313	0.008	0.00
86	0.6478330	1	1	1	3.239	0.118	5.000	3.635	1.12
88	0.6901980	0	1		10.756	0.393	15.583	2.290	0.21
90	0.6034000	1	1	1	0.683	0.025	1.132	0.006	0.01
91	0.8951200	1	-		47.375	1.729	52.926	0.011	0.00
96	0.6245312	1	1		0.636	0.023	1.019	0.008	0.01
97	0.6918880	1	1	1	0.000	0.000	0.000	0.000	0.00
99	0.7661020	1	1	2	45.869	1.674	59.874	2.248	0.05
100	0.5527119	1	1		20.543	0.750	37.167	6.698	0.33
102	0.6913905	1	1	1	4.611	0.168	6.669	0.704	0.15
104	0.8676000	1	1	0	-542.347	-19.796	-625.112	1.460	0.00
106	0.5699070	1	-		0.000	0.000	0.000	0.000	0.00
107	0.5141010	1	1	0	1.811	0.066	3.523	0.005	0.00
108	0.5944533	1	1	1	3.061	0.112	5.149	0.708	0.23
109	0.7440700	1	1	1	13.528	0.494	18.181	0.007	0.00
111	0.7629000	1	1	1	2.306	0.084	3.022	0.004	0.00
112	0.4743565	0	1	0	0.389	0.014	0.820	0.005	0.01
113	0.5733640	1	1	1	5.794	0.211	10.106	1.624	0.28
115	0.6304640	0	1	1	-3.856	-0.141	-6.115	2.456	0.64
116	0.7201320	1	1		-1.989	-0.073	-2.762	0.005	0.00
118	0.6116235	1	1	1	-3.028	-0.111	-4.950	0.007	0.00
120	0.5485700	0	1		-11.406	-0.416	-20.791	1.067	0.09
122	0.6349230	1	1	1	1.944	0.071	3.062	1.466	0.75
125	0.5928870	1	1	1	-0.353	-0.013	-0.595	1.459	4.14
128	0.8349825	1	1	1	8.825	0.322	10.569	0.838	0.09
130	0.4932500	0	1		0.000	0.000	0.000	0.000	0.00
132	0.6556390	1	-		0.000	0.000	0.000	0.000	0.00
134	0.6529060	1	-		-4.762	-0.174	-7.294	5.980	1.26
139	0.6768700	1	-	1	6.662	0.243	9.843	0.010	0.00
144	0.8353110	1	-		2.729	0.100	3.267	0.009	0.00
149	0.6827280	1	-		-5.069	-0.185	-7.425	0.008	0.00
150	0.8992050	1	-		67.825	2.476	75.428	18.136	0.27
RRc csillagok									
010	0.3749500	0	0		14.676	0.536	39.140	56.964	3.88
012	0.3867470	1	1		4.436	0.162	11.470	1.959	0.44
014	0.3771650	1	1		18.650	0.681	49.448	15.467	0.83
016	0.3301820	1	1		7.803	0.285	23.632	1.069	0.14
019	0.2995527	1	1		-0.289	-0.011	-0.964	0.103	0.36
021	0.3808160	1	1		-4.892	-0.179	-12.845	7.146	1.46
022	0.3960800	1	0		-21.406	-0.781	-54.044	15.699	0.73

3.1. táblázat – folytatás

Változó ^a	P_a nap	Bl ^b	$O - C^c$ [Fe/H] ^d	$\beta = < \frac{\Delta P}{\Delta t} >$ nap / 10 ¹⁰ nap	$\alpha = \beta / P_a$ nap / Mév	$\sigma_{\frac{\Delta P}{\Delta t}}$ 1/10 ¹⁰ nap	$\sigma_{\frac{\Delta P}{\Delta t}} / \beta $	
024	0.4622140	1	1	11.592	0.423	25.079	3.181	0.27
030	0.4041000	0	0	-21.397	-0.781	-52.950	28.643	1.34
035	0.3868382	1	1	-2.800	-0.102	-7.238	2.454	0.88
036	0.3798530	1	0	-2.786	-0.102	-7.335	6.196	2.22
039	0.3933700	1	1	0.925	0.034	2.351	3.223	3.48
047	0.4850500	1	0	29.633	1.082	61.093	62.330	2.10
050	0.3861840	1	0	-8.892	-0.325	-23.024	1.847	0.21
058	0.3699170	0	1	6.689	0.244	18.082	1.876	0.28
064	0.3444720	1	0	13.175	0.481	38.247	21.644	1.64
066	0.4075400	0	0	49.064	1.791	120.390	5.776	0.12
068	0.5345500	1	0	52.550	1.918	98.307	100.053	1.90
070	0.3906000	0	0	2.731	0.100	6.991	21.733	7.96
071	0.3574650	1	0	4.792	0.175	13.405	4.314	0.90
072	0.3845250	1	1	-6.979	-0.255	-18.149	9.579	1.37
075	0.4223000	1	0	-40.594	-1.482	-96.127	67.522	1.66
076	0.3378900	1	0	37.025	1.351	109.577	14.624	0.39
077	0.4260050	0	0	12.778	0.466	29.994	0.007	0.00
081	0.3893990	1	1	-8.722	-0.318	-22.399	4.415	0.51
082	0.3358400	1	0	-45.956	-1.677	-136.838	10.129	0.22
083	0.3566080	1	1	1.106	0.040	3.100	0.004	0.00
087	0.3965100	1	1	15.742	0.575	39.701	1.416	0.09
089	0.3748533	1	0	34.606	1.263	92.318	6.808	0.20
094	0.2539330	1	1	0.000	0.000	0.000	0.000	0.00
095	0.4049850	1	0	3.716	0.136	9.176	23.817	6.41
098	0.2805655	1	1	0.153	0.006	0.545	0.008	0.05
101	0.3409200	1	1	51.033	1.863	149.693	14.825	0.29
103	0.3288490	1	1	0.632	0.023	1.922	0.009	0.01
105	0.3353340	1	1	0.692	0.025	2.063	0.435	0.63
117	0.4216600	0	0	0.483	0.018	1.146	6.754	13.97
119	0.3058765	1	1	-1.639	-0.060	-5.358	0.008	0.00
121	0.3041800	1	0	1.981	0.072	6.511	2.175	1.10
123	0.4739000	0	0	149.964	5.474	316.446	104.375	0.70
124	0.3318600	1	1	-1.739	-0.063	-5.240	0.332	0.19
126	0.3419100	1	0	15.950	0.582	46.650	8.616	0.54
127	0.3052760	1	1	-2.239	-0.082	-7.334	0.883	0.39
131	0.3921200	1	0	-18.122	-0.661	-46.216	4.627	0.26
151	0.4078000	1	-	145.770	5.321	357.455	77.384	0.53
155	0.4139230	1	1	7.162	0.261	17.304	0.010	0.00
160	0.3973400	1	0	-278.918	-10.180	-701.962	267.563	0.96
163	0.3132300	1	-	0.000	0.000	0.000	0.000	0.00

3.1. táblázat – folytatás

Változó ^a	P_a nap	Bl ^b	$O - C^c$ [Fe/H] ^d	$\beta = < \frac{\Delta P}{\Delta t} >$ nap /10 ¹⁰ nap	$\alpha = \beta/P_a$ nap /Mév	$\sigma_{\frac{\Delta P}{\Delta t}}$ 1/10 ¹⁰ nap	$\sigma_{\frac{\Delta P}{\Delta t}}/ \beta $	
*168	0.3212950	1	-	-3.547	-0.129	-11.041	0.011	0.00
Elfejlődött, AHB1 változók								
43	1.1568240	1	1	15.383	0.561	13.297	3.775	0.25
48	4.4741000	1	1	422.683	15.428	94.473	0.000	0.00
52	0.6603750	1	0	3.978	0.145	6.024	1.071	0.27
60	1.3494300	1	1	132.858	4.849	98.455	24.940	0.19
61	2.2735550	1	1	30.947	1.130	13.612	4.204	0.14
92	1.3452000	1	0	381.947	13.941	283.933	14.064	0.04

^a *: radiális sebessége alapján nem halmaztag

^b 0: modulációt mutató fénygörbe

^c 0: bizonytalan $O - C$ illesztés; -: nincs elég adat a hosszú távú periódusváltozás vizsgálatához

^d A Jurcsik & Kovács (1996) formula alapján számolva a fénygörbe Fourier-paramétereiből.

1: [Fe/H] = -1.54 ± 0.08 dex;

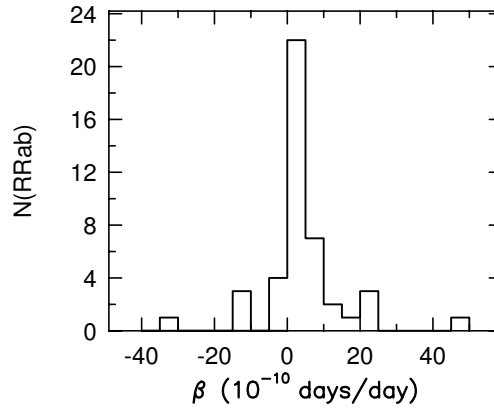
0: kevésbé fémszegény, [Fe/H] > -1.46 dex;

2: fémszegényebb, [Fe/H] < -1.62 dex (lásd a 3.2. táblázatban)

A középső és a jobb oldali ábrák valójában az $O - C$ értékekre illesztett polinom megbízhatóságát ellenőrzik/bizonyítják. Amennyiben a polinommal nem a valódi $O - C$ változást íránk le, az $O - C$ alapján számolt periódusváltozás nem illeszkedne a megfigyelt pillanatnyi periódusértékekre, illetve az $O - C$ függvény szerint transzformált időadatú adatsor nem adna koherens fénygörbét.

Miután ezekkel az ellenőrzésekkel többszöri iteráció során meggyőződünk arról, hogy adott csillagra megfelelő súlyozással, extra- és interpolálással az $O - C$ adatokat legjobban leíró polinomillesztést találtuk meg, amely a valódi periódusváltozásokat tükrözi, meghatározhatjuk a periódusváltozási rátákat, azaz a periódus változásának átlagértékét: $\beta = < \Delta P / \Delta t >$. A fejlődési modellek sok esetben nem a fent definiált β paraméterrel, hanem annak a periódussal normalizált értékével ($\alpha = \beta / P_a$) jellemzik a periódusváltozást. β , illetve α értékei csillagonként nap/ 10^{10} nap, nap/Mév, illetve $1/10^{10}$ nap egységekben a 3.1. táblázatban található.

Az $O - C$ polinom illesztéséből számolt, 1.3 szerinti $P(t)$ függvény értékét 1000 naponkénti időpontokban meghatározva, adatsorainkból csillagonként 15–30 $\Delta P / \Delta t$ értéket kaphatunk, s ezek átlagértékével jellemezhetjük a csillag periódusváltozásának sebességét. A periódusváltozást komplex, csak magasabb rendű polinommal leíró változások esetén nem lehet reális átlagértékkel jellemezni. Ezekben az esetekben a kapott



3.5. ábra: Az ω Centauri RRab csillagai periódusváltozási rátájának hisztogramja. A 44 szekuláris periódusváltozást mutató RRab csillag periódusváltozása kimagasló gyakorisággal kis, pozitív értékű, 10^{-10} nap/nap nagyságrendben

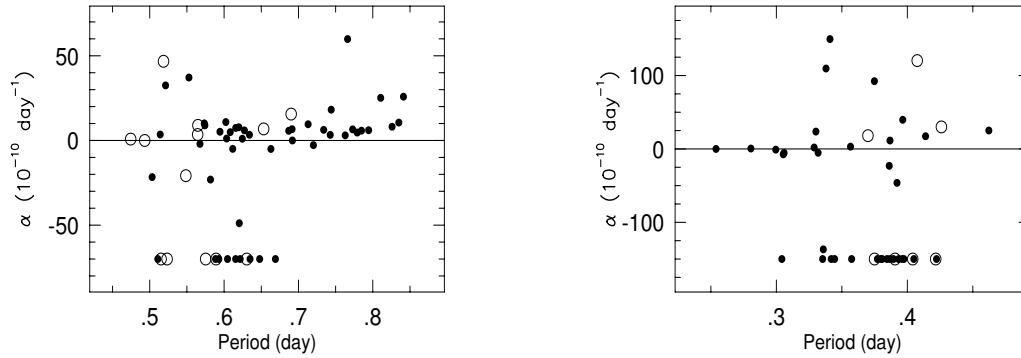
$\Delta P/\Delta t$ értékek nagy szórást mutatnak. Nem tudunk szekuláris, monoton periódusváltozási rátát meghatározni, amennyiben a random periódusváltozások dominánsak, azaz

$$| \langle \Delta P/\Delta t \rangle | < 2\sigma_{\Delta P/\Delta t}; \quad \sigma_{\Delta P/\Delta t}/|\beta| > 0.5.$$

A 3.1. táblázatban ezeket az értékeket, valamint az RRab csillagok esetében a Fourier-paramétereik alapján számított fémtartalmat, illetve a fénygörbe modulációját is feltüntettük.

Martin (1938) és Belserene (1964) az addigi mérések alapján már felhívta a figyelmet arra, hogy az ω Centauri RRab csillagai zömükben periódusnövekedést mutatnak. A százéves anyag vizsgálata ezt az eredményt megerősítette. A 71 RRab csillag közül, amelyek adatait a 3.1. táblázatban felsoroltuk, 45 mutat hosszú távú monoton periódusváltozást. A radiális sebességük alapján 2 változó nem halmaztag, 8 csillagról túl hiányosak az adatok, 4 Blazhko-változónak bizonytalan az $O - C$ illesztése, és 12 csillag a szekuláris periódusváltozásra megadott kritériumunk alapján nem mutat egyirányú periódusváltozást.

A 45 monoton periódusváltozást mutató RRab csillag periódusváltozásának hisztogramját a 3.5. ábrán mutatjuk. 9 csillag periódusváltozása monoton csökkenő, ezek közül az egyiké (V104) anomálishan nagy, $5,8 \times 10^{-8}$ nap/nap értékű (ez a csillag erősen eltérő periódusváltozási értéke miatt a 3.5. ábrán nem szerepel). A többi 8, perióduscsökkenést mutató RRab csillag periódusváltozása $10^{-9} - 10^{-10}$ nap/nap nagyságrendű. Hasonló nagyságú periódusnövekedést ezzel szemben a 45 csillag közül 30 mutat. További 6 csillag periódusváltozása $0,0 \geq \beta \geq 10^{-10}$ nap/nap nagyságú. A V104 kihagyásával a többi 44 csillag periódusváltozásának átlagértéke $4,1 \times 10^{-10}$ nap/nap.



3.6. ábra: Az ω Centauri RRab és RRc csillagok periódusváltozása periódusuk szerint. Baloldalt az RRab, jobboldalt az RRc csillagok periódusváltozását ábrázoltuk. Az üres körök a modulációt mutató Blazhko-változókat jelölik. Az irreguláris periódusváltozást mutató csillagokat, csak periódusaik eloszlását mutatandó, az RRab csillagoknál -70 , az RRc csillagoknál -150 értékkel ábrázoltuk. A jól meghatározható periódusváltozási tulajdonságú RRab csillagok közül a legtöbb periódusnövekedést mutat. Ezzel szemben az RRc csillagoknál a szabálytalan periódusváltozás a domináns. Az RRab csillagok esetében érdekes, egybeeső tulajdonság, hogy mind a Blazhko-csillagok, mind az irreguláris periódusváltozást, illetve a szignifikáns perióduscsökkenést mutató változók a rövidebb periódusú csillagok közé tartoznak

A 3.6. ábrán az RRab, illetve RRc csillagok periódusváltozásának α paraméterét a periódusok szerint ábrázoltuk.

Az RRc csillagok periódusváltozása az RRab csillagokénál sokkal kevésbé szabályos. Ezt nemcsak az epochaszámoknak a rövidebb periódusok miatti nagyobb bizonytalansága okozza; a jól meghatározható $O - C$ -jú RRc csillagok is gyakran irreguláris periódusváltozást mutatnak. Azt, hogy az RRc csillagok esetében miért gyakori az irreguláris periódusváltozás, azaz periódusuk miatt ‘instabilabb’ az alaplómodusú változókénál, ma még nem tudjuk. A módusok szerinti eltérő periódusváltozási viselkedés azonban a pulzáció olyan tulajdonsága, amelynek további vizsgálata még számos érdekes eredményt hozhat, mind elméleti, mind megfigyelési oldalról.

Az ω Centauriban számos olyan változó is található, amelyek fényességük alapján már erősen elfejlődtek a horizontális ágról. A 3.4. ábrán mutatott elfejlődött csillagok periódusváltozása dominánsan periódusnövekedés, $10^{-8} - 10^{-10}$ nap/nap nagyságrendben, ami a horizontális ági fejlődési modelleknek megfelelő érték.

3.1.4. Az ω Centauri RRab csillagai

Az ω Centauri RRab csillagait periódusváltozásuk és egyéb tulajdonságaik alapján részletesen is megvizsgáltuk.

A 71 RRab csillag közül 14 esetben találtunk egyértelműen Blazhko-modulációt (ezek közül az egyik csillag, a V56 nem halmaztag). Az ω Centauri RRab csillagai nagy részének periódusa a 0,5–0,85 tartományba esik. A 3.6. ábrán, ahol a csillagok periódusaik szerint szerepelnek, szembevetendő, hogy a Blazhko-csillagok mind 0,7 napnál rövidebb periódusúak, közülük 10-nek a periódusa rövidebb mint 0,6 nap. Érdeemes megjegyezni, hogy nemcsak a Blazhko-csillagok, de az irreguláris periódusváltozást és a fejlődéssel nem magyarázható mértékű perióduscsökkenést mutató változók is mind 0,7 napnál rövidebb periódusoknál találhatók.

A 2.1.2. fejezetben bemutattuk, hogy a rendelkezésre álló minták alapján a modulációt mutató RRab csillagok lehetséges modulációs amplitúdója a pulzáció frekvenciája szerint változik (2.5. ábra). A rövid frekvenciájú ($f < 1.4$ ciklus/nap; $P > 0,7$ nap) változók modulációjának amplitúdója minden esetben kisebb mint 0,1 mag. Ennek alapján úgy gondoljuk, hogy az ω Centauri Blazhko-csillagainak a hiánya 0,7 napnál hosszabb periódusoknál valószínűleg csak megfigyelési bizonytalanságból ered. Gömbhalmaz-mérések ritkán érnek el olyan pontosságot, amellyel kis amplitúdójú modulációt ki lehetne mutatni.

A stabil fénygörbéjű RRab csillagok fizikai paramétereit fénygörbéjük Fourier-paraméterei alapján nagy pontossággal meghatározhatjuk (Jurcsik & Kovács, 1996; Kovács & Jurcsik, 1996, 1997; Jurcsik, 1998a). A 3.2. táblázatban az ω Centauri RRab csillagainak [Fe/H] fémtartalmát, effektív hőmérsékletét, luminozitását és tömegét soroljuk fel Kaluzny et al. (1997) CCD fénygörbéinek analizálásával kapott Fourier-paraméterek alapján. Az empirikus formulák eredményei és a fejlődési modellek adatai közötti szisztematikus különbségeket Jurcsik & Kovács (1999) eredményei alapján korrigáltuk.

Szemben az ω Centauri óriáscsillagai fémtartalmának nagy szórásával, az RRab csillagok fémtartalma meglepő homogenitást mutat. 48 csillag közül 40 fémtartalma -1.54 ± 0.08 dex tartományon belül van, 7 ennél fémgazdagabb, míg csupán egy esetben kaptunk jelentősen fémszegény [Fe/H] értéket. A különböző korú és fémtartalmú gömbhalmazokban az RR Lyrae csillagok megjelenési gyakorisága rendkívül eltérő lehet (például fémgazdag gömbhalmazokban nem találhatók RR Lyrae csillagok, az azonos fémtartalmú M3 és M13 közül az M3 változóinak száma több mint 200, míg az M13-ban az ismert RR Lyrae csillagok száma kevesebb mint 10). Úgy gondoljuk, hasonló oka lehet az ω Centauri RR Lyrae és óriáscsillagai közötti eltérő fémtartalom-eloszlásnak. Valószínűleg az ω Centauri különböző korú és fémtartalmú csillagpopulációi közül a horizontális ág instabilitási sávját nem mindegyik népesíti be egyformán.

3.2. táblázat: Az ω Centauri RRab csillagainak fizikai paraméterei fénygörbéjük Fourier-paraméterei alapján

Változó	β [nap/ 10^{10} nap]	[Fe/H]	$\log T_{eff}$	$\log L/L_{Nap}$	M/M_{Nap}
[Fe/H]= 1.54 ± 0.08 dex					
3	21.75	-1.41	3.8040	1.822	0.62
4	3.73	-1.60	3.8192	1.751	0.64
7	6.83	-1.64	3.8104	1.783	0.65
8	16.95	-1.51	3.8304	1.713	0.67
13	irr.	-1.59	3.8151	1.760	0.63
15	20.41	-1.54	3.8030	1.811	0.64
18	irr.	-1.57	3.8208	1.750	0.64
20	irr.	-1.52	3.8212	1.744	0.64
25	irr.	-1.63	3.8227	1.739	0.66
26	4.53	-1.53	3.8037	1.792	0.63
32	-30.32	-1.56	3.8211	1.751	0.64
33	6.55	-1.55	3.8226	1.741	0.64
34	4.61	-1.62	3.8077	1.784	0.64
38	3.64	-1.37	3.8033	1.781	0.62
40	2.13	-1.60	3.8187	1.755	0.65
41	-3.32	-1.51	3.8163	1.756	0.62
45	irr.	-1.55	3.8246	1.738	0.64
46	3.92	-1.53	3.8133	1.766	0.63
49	irr.	-1.63	3.8195	1.737	0.65
51	5.13	-1.52	3.8257	1.731	0.65
54	5.06	-1.38	3.8064	1.781	0.60
57	4.8	-1.46	3.8030	1.790	0.62
62	4.83	-1.57	3.8210	1.749	0.64
74	-10.88	-1.45	3.8320	1.704	0.68
79	2.99	-1.41	3.8230	1.734	0.62
85	2.46	-1.58	3.8073	1.784	0.63
86	irr.	-1.57	3.8170	1.755	0.64
90	0.68	-1.45	3.8247	1.737	0.62
97	0.00	-1.65	3.8112	1.775	0.66
102	4.61	-1.63	3.8119	1.773	0.65
108	3.06	-1.58	3.8227	1.737	0.65
109	13.53	-1.54	3.8103	1.795	0.63
111	2.31	-1.33	3.8081	1.772	0.59
113	5.79	-1.51	3.8263	1.732	0.65
115	irr.	-1.67	3.8191	1.760	0.66
118	-3.03	-1.64	3.8195	1.741	0.65
122	irr.	-1.60	3.8184	1.754	0.65
125	irr.	-1.49	3.8248	1.736	0.63
128	8.83	-1.46	3.7998	1.811	0.63
139	—	-1.58	3.8135	1.756	0.63

3.2. táblázat – folytatás

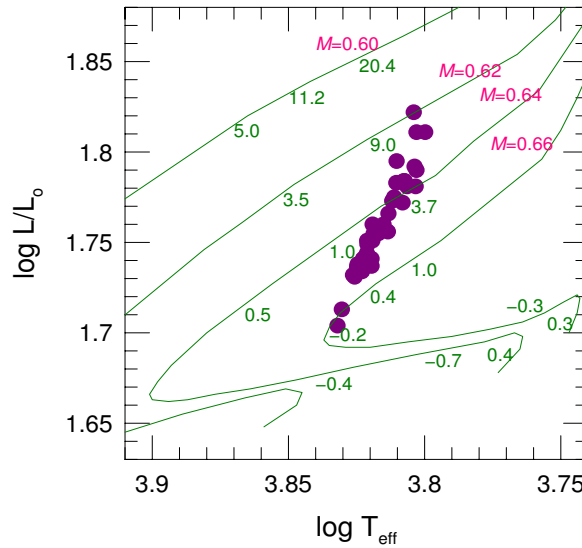
Változó	β [nap/ 10^{10} nap]	[Fe/H]	$\log T_{eff}$	$\log L/L_{Nap}$	M/M_{Nap}
Fémgazdagabb csillagok					
23	irr.	-1.07	3.8326	1.666	0.60
27	4.55	-0.80	3.8214	1.677	0.54
44	-1.14	-1.16	3.8261	1.695	0.60
84	-1.38	-1.01	3.8227	1.677	0.57
104	-542.35	-0.74	3.7996	1.773	0.55
107	1.81	-1.13	3.8338	1.682	0.61
112	0.39	-1.19	3.8347	1.663	0.65
Fémszegényebb csillag					
99	45.87	-1.99	3.8070	1.840	0.71

Megjegyzések: — A fizikai paramétereket a Jurcsik (1998a)-ban összefoglalt formulák szerint számoltuk. A $\log L$ és $\log T$ skálákat a fejlődési modellekkel (Dorman, 1992) való összhang elérése érdekében 0,1 és 0,016 értékkel eltoltuk (Jurcsik & Kovács, 1999)

A fizikai paraméterek ismeretében megvizsgálhatjuk az RRab csillagok valódi elhelyezkedését a horizontális ágon, és viselkedésüket összevethetjük a fejlődési modellek eredményeivel. A 3.7. ábrán a -1.54 ± 0.08 dex vastartalmú 40 RRab csillagot ábrázoljuk a HRD-n. Összehasonlításként Dorman (1992) fejlődési modelljeit használtuk. A különböző tömegű fejlődési utak mentén az adott szakaszra érvényes fejlődésből következő periódusváltozási értékek szerepelnek 10^{-10} nap/nap egységben, Kovács & Buchler (1994) lineáris periódusformulája alapján számolva.

A modell-eredmények rendkívül jó egyezést mutatnak a megfigyelésekkel. A megfigyelt átlagos periódusváltozási ráta megfelel a fejlődési modellek alapján várhatónak. A megfelelő fémtartalmú és tömegű modellek az instabilitási sávi fejlődés azon szakaszaira, ahol a fejlődésből eredően perióduscsökkenés várható, annak mértékére csupán 10^{-11} nap/nap nagyságrendet adnak. A megfigyelt néhány perióduscsökkenés ennél egy-két nagyságrenddel nagyobb. Elképzelhető, hogy a megfigyelt perióduscsökkenések esetében is valójában hosszabb távú, de irreguláris periódusváltozást látunk, amelynek okát nem ismerjük. A horizontális ági fejlődés több millió éves időskáláján lejátszódó folyamatokra száz éves tapasztalat alapján csak korlátozott következtetéseket vonhatunk le.

Az RRab csillagok nagy részénél megfigyelt periódusváltozási ütem mértéke azonban annyira jó egyezést mutat az elméletileg várhatóval, hogy esetükben nagy valószínűséggel megállapíthatjuk: tapasztalt periódusváltozásuk a csillagok rendkívül lassú fejlődésének megfigyelési bizonyítéka.



3.7. ábra: Az ω Centauri RRab csillagai a HRD-n fejlődési modellekkel összehasonlítva. A 40 RRab csillag pozíciója, amelyek fémtartalma közel azonos, -1.54 ± 0.08 dex, a -1.48 dex fémtartalmú fejlődési utakkal összehasonlítva, a horizontális ági fejlődés késői, már a vörös oldal irányába, egyre magasabb luminozitások felé tartó fejlődési állapotnak megfelelő. A fejlődési utak mentén számok jelzik a 10^{-10} nap/nap egységben mért fejlődési periódusváltozás becslött értékét

3.2. Az M3 gömbhalmaz RR Lyrae csillagainak vizsgálata

3.2.1. Fémtartalom-vizsgálat

Az M3 gömbhalmaz változóiban szintén rendkívül gazdag, viszonylag közeli, jól mérhető objektum. A gömbhalmazok osztályozása a bennük található RR Lyrae csillagok statisztikus tulajdonságai alapján Oosterhoff (1939) nevéhez fűződik. Bailey munkái nyomán már a legkorábbi vizsgálatokból kitűnt, hogy az RR Lyrae-k átlagos periódusa és az RRab csillagok RRC-khez viszonyított aránya gömbhalmazonként eltérő, s ezen tulajdonságok alapján a gömbhalmazok alapvetően két típusba – Oosterhoff I. és II. – sorolhatók (lásd a 3.3. táblázat adatait). Az Oo I. halmazokban mind az RRab, mind az RRC csillagok átlagperiódusa rövidebb, és az RRC csillagok gyakorisága kisebb, mint az Oo II. halmazokban. Az M3 a gömbhalmazok Oosterhoff-osztályozásának egyik példa-objektuma, az Oo I. osztály referenciahalmaza.

3.3. táblázat: Az Oosterhoff I. és II. típusú gömbhalmazok, és azok prototípus halmazainak tulajdonságai (Smith, 1995)

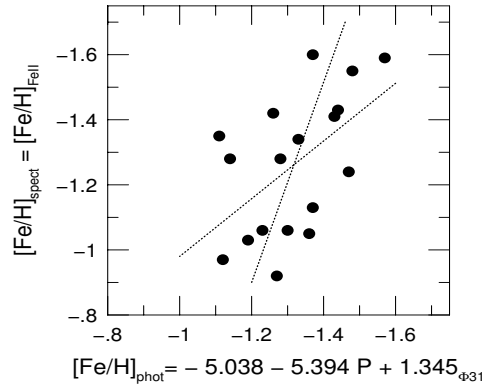
Típus	$\langle P_{ab} \rangle$	$\langle P_c \rangle$	$N(RR_c)/N(RR_{ab}+RR_c)$
Oo I	0,55	0,32	0,17
M3	0,56	0,32	0,16
Oo II	0,64	0,37	0,44
M15	0,64	0,38	0,48

A gömbhalmazok RR Lyrae változóinak B amplitúdója, periódusuk szerint ábrázolva, a halmazok fémtartalmának egyik meghatározási eszköze. Ezen a diagramon a halmazokat legtöbbször a $[Fe/H] = -1.4$ dex fémességű M3 és a fémszegény $[Fe/H] = -2.15$ dex M15 adatai mellett helyezik el, s a pontoknak az M3, illetve M15 pontjaihoz viszonyított helyzete alapján határozzák meg a halmaz fémtartalmát.

Annak ellenére, hogy részben az M3 csillagai jelölik ki a $P - A$ diagramnak megfelelő fémtartalomskálát, az M3 RR Lyrae csillagainak az amplitúdó – periódus szerinti eloszlása rendkívül nagy szórást mutat (lásd pl. Szeidl, 1965). Vajon ez a nagy szórás nem jelenti-e azt, hogy az M3 változói fémtartalmában eltérések is lehetnek? Az M3 óriáscsillagainak spektroszkópiai vizsgálatai, amelyek általában 10-nél kevesebb csillagra terjedtek ki (lásd pl. Kraft & Ivans, 2002), nem utaltak a $[Fe/H]$ -értékek közti szórásra. Sandstrom et al. (2001) az M3 29 RR Lyrae csillagának spektroszkópiai vizsgálatát végezték el közepes felbontású spektrumok alapján. Annak ellenére, hogy az RR Lyrae csillagok fémtartalmára $-0,8$ és $-1,6$ dex közti értékeket kaptak, mivel nem találtak kapcsolatot a fémtartalom és a csillagok periódusa, illetve minimumhőmérséklete között, arra a következtetésre jutottak, hogy a nagy szórás csupán mérési bizonytalanságból származik.

Az RRab csillagok fémtartalmának Fourier-paraméterekből történő meghatározásával (Jurcsik & Kovács, 1996) lehetőségünk nyílik a spektroszkópiai eredmények független ellenőrzésére (Jurcsik, 2003a,b). A Fourier-paraméterek a nagyfelbontású spektroszkópiai eredmények alapján mind gömbhalmaz mind mezőváltozókra egyaránt érvényes fémtartalom-skála (Jurcsik, 1995) szerinti $[Fe/H]$ értéket adnak. A rendelkezésre álló saját és irodalmi fotometriai mérések alapján a spektroszkópiai minta 19 csillagára sikerült fotometriai fémtartalmat meghatározni. Egy csillagra (V9) bebizonyítottuk, hogy spektroszkópiai fémtartalma hibás, a maradék 18 csillag spektroszkópiai és fotometriai fémtartalmát a 3.8. ábra mutatja.

A közös minta 18 csillagára a spektroszkópiai és fotometriai fémtartalom határozott korrelációt mutat, amely valódi fémtartalombeli szórásként értelmezhető. Bár a korlátozott számú mintákra kapott eredmények bizonytalanok lehetnek, az elvégzett



3.8. ábra: Az M3 RRab csillagainak spektroszkópiai és fotometriai fémtartalmának összehasonlítása. A spektroszkópiailag a FeII vonalakból meghatározott és a fénygörbe alakjából számolt fémtartalom a közös minta 18 csillagára korrelációt mutat. A behúzott egyenesek a direkt és az inverz lineáris regressziós összefüggéseket mutatják. A korreláció annak a jele, hogy néhány tizednyi valódi fémtartalombeli különbség lehet az M3 RRab csillagai között

Monte-Carlo-szimulációk alapján eredményünk statisztikusan szignifikánsnak bizonyult (Jurcsik, 2003b).

A tapasztalt fémtartalombeli eltérések halmazon belüli eloszlását vizsgálva, azt az eredményt kaptuk, hogy a halmaz belső, központi, $R < 2,5'$ sugarú tartományának RRab csillagai átlagosan 0,2 dexszel fémgazdagabbak, mint a külső $R > 3,5'$ csillagok (Jurcsik, 2003b). Az M3 gömbhalmaz több más, radiális távolság szerint eltérő viselkedést is mutat. A halmaz horizontális ága a belső tartományra kékebb és 'kék csellengőkben' (blue stragglers) gazdagabb, mint a külső régiók (Catelan et al., 2001; Ferraro et al., 1997). Rood et al. (1999) a kis tömegű, ($M < 0,8 M_{Nap}$) fősorozati csillagok eloszlásában találtak a központtól való távolság szerinti függést. Mindezen anomáliák részletes vizsgálata és ezek magyarázata ma még hiányzik. Hogy ezen anizotrópiák milyen összefüggésben lehetnek néhány tizednyi fémtartalombeli szórással, szintén további megfigyelési és elméleti munkák tárgya kell hogy legyen.

3.2.2. Megkülönböztethető fejlődési stádiumok az M3 gömbhalmaz RR Lyrae csillagai között

Az M3, az egyik legrészletesebben tanulmányozott gömbhalmaz RR Lyrae csillagairól számos fotometriai vizsgálat készült. Változóiról a CCD-technika megjelenése óta jó minőségű fotometriai adatsorok állnak rendelkezésre (Carretta et al., 1998; Corwin & Carney, 2001; Kaluzny et al., 1998; Bakos & Jurcsik, 2000). Ezek a mérések, valamint még részben publikálatlan piszkéstetői méréseink a halmaz legtöbb változójára nagy pontosságú teljes lefedettségű fénygörbét adnak.

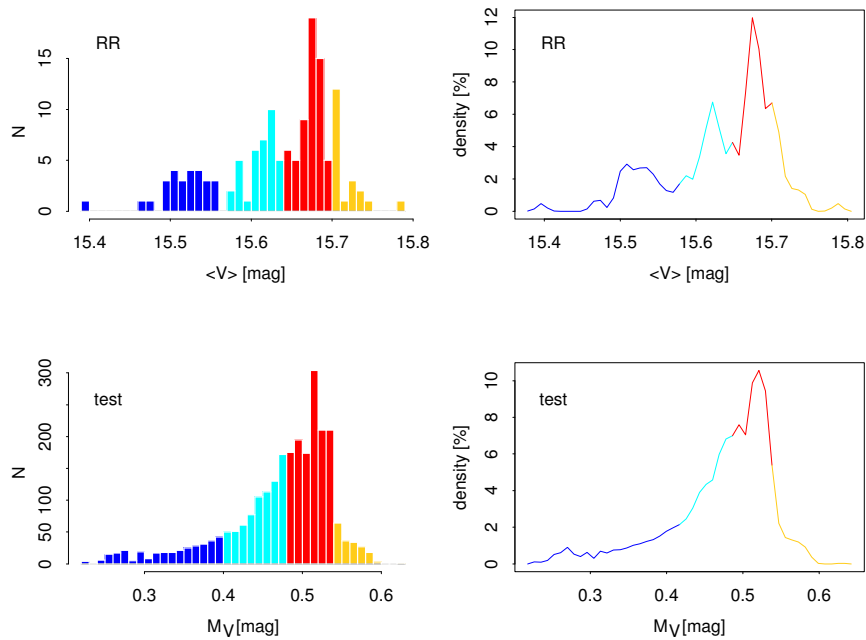
A gömbhalmaz-vizsgálatok nagy előnye, hogy amennyiben a halmaz vörösödése nem inhomogén, azaz minden csillag egyformán vörösödött (ez a legtöbb gömbhalmaz esetében igaz), a csillagok látszó fényességének eloszlása valódi fényességeloszlásukat tükrözi. A halmazok mérete csupán néhány 10 parsec, távolságuk azonban 10 kpc nagyságrendű. Emiatt a halmaz különböző ‘mélységeiben’ lévő, azonos fényességű csillagok látszó magnitúdóiban 0,01 magnitúdónál kisebb eltérés lehet. Így a század-magnitúdó pontossággal meghatározott látszó fényességek a halmazon belüli csillagok valódi század magnitúdónyi pontosságú fényességkülönbségeinek felelnek meg. Mezőcsillagok esetében a valódi fényességkülönbségeket legjobb esetben is csupán több tized magnitúdónyi bizonytalansággal ismerjük.

Az M3 modulálatlan csillagainak látszó átlagfényességét a különböző mérések közötti nullponti különbségek figyelembevételével, megfelelő kalibrációval nagy pontossággal sikerült meghatároznunk (Jurcsik, 2004; Jurcsik et al., 2003). 96 modulálatlan RRab és 46 RRC csillag fénygörbéjét találtuk megfelelően pontosnak ahhoz, hogy átlagfényességüket 0,01 – 0,02 mag pontosnak becsüljük.

Eredményünk szerint az M3 változóinak átlagfényessége szokatlanul nagy, több tized magnitúdónyi tartományra terjed ki. Hasonlóan nagy ‘szórást’ már korábbi munkákban is kimutattak, ezek azonban kevesebb csillagon és/vagy bizonytalanabb fotometriai eredményeken alapultak (Kaluzny et al., 1998; Corwin & Carney, 2001). Ezek a munkák, illetve Clement & Shelton (1999) eredményei is felhívták a figyelmet arra, hogy az M3-ban valószínűleg jelentős számban lehetnek a horizontális ágról már elfejlődött csillagok.

Az M3 RR Lyrae csillagainak átlagfényesség-eloszlását mindezek alapján kézenfekvőnek tűnt a horizontális ági fejlődési modellek alapján becsült várható eloszlással összehasonlítani (3.9. ábra). Dorman (1992) $[Fe/H] = -1.48$ dex fémtartalmú horizontális ági fejlődési modelljei alapján, egyenletes tömeg- és koreloszlást feltételezve, az instabilitási sávba eső csillagok fényességeloszlását a 3.9. ábra alsó paneljei mutatják. Természetesen a horizontális ági kor- és tömegeloszlásra, illetve az instabilitási sáv széleinek helyzetére különböző feltevésekkel élve az ábrázolttól eltérő eredményt kapunk, azonban ezek minden esetben hasonló szerkezetet mutatnak, rendkívül jó egyezésben a megfigyelt fényességeloszlással.

A változókat mind a megfigyelések, mind a modellek eloszlása alapján fényességük szerint négy csoportba sorolhatjuk. Ezek mindegyike jól behatárolható horizontális ági fejlődési állapotnak felel meg (lásd 3.10. ábra és a 3.4. táblázat adatai). Az óriáságról a horizontális ágra fejlődött csillagok azonos kémiai összetétel esetében a horizontális ágon tömegük szerint elrendeződve, közel azonos fényességgel kezdik horizontális ági fejlődésüket. Magjukban ekkor kezdődik a hélium égése (nulla korú horizontális ág – ZAHB). A csillag energiatermelését a horizontális ágon nemcsak a magbeli He-égés, hanem egy külsőbb héjban további H-égés is biztosítja. A csillag horizontális ági fejlődését a HRD-n (lásd az 3.10. ábrán) ennek a két energiaforrásnak a relatív intenzitása és helyzete határozza meg, azaz a csillag szerkezetében, mélységi

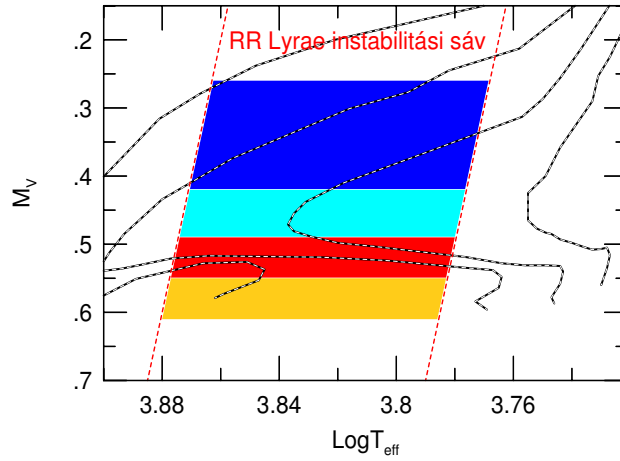


3.9. ábra: Az *M3* RR Lyrae csillagai fényességeloszlásának hisztogramja s annak sűrűségfüggvénye, fejlődési modellek eredményével összehasonlítva (Jurcsik et al., 2003). Figyelembe véve a mérési pontatlanságokat, valamint a modell-eredmények lehetséges bizonytalanságait, a megfigyelések (fönt) és az elméleti eredmények (lent) között rendkívül jó egyezés tapasztalható

kémiai összetételében az energiatermelés eredményeként bekövetkező változások.

Az *M3* RR Lyrae csillagai megfigyelt fényességeloszlásának fejlődési modellekkel való összehasonlítása alapján az alábbi fejlődési állapotokat különböztethetjük meg.

- I. Nulla korú horizontális ági csillagok (ZAHB) – az ábrákon sárga szín –: a leghalványabb csillagok 0,05 magnitúdótartományban.
- II. Legvörösebb horizontális ági állapot és kék irányú fejlődés – az ábrákon piros szín –: ez a legnépesebb osztály, mivel a kék irányú fejlődés a különböző tömegű modellek esetében közel azonos fényességnél történik.
- III. A kék hurok kék része – az ábrákon világoskék szín –: a kék irányú fejlődés vége, amikor erős luminozitásnövekedés kezdődik.
- IV. Késői, vörös irányú fejlődés – az ábrákon sötétkék szín –: a legfényesebb csillagok széles csoportja, amelyek között az első felhangban rezgő RRc csillagok meglepően nagy számban fordulnak elő.



3.10. ábra: Az M3 különböző fényességű RR Lyrae mintái fejlődési modellekkel összehasonlítva. Az M3 változóinak fényessége 15,15 magnitúdóval eltolva – ami hibahatáron belül megfelel a halmazra a Harris (1996) katalógus által megadott 15,12 mag látszó távolságmodulusnak – jó egyezésbe hozható Dorman (1992) $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.48$ dex fémtartalmú horizontális ági modelljeivel. Jobbról balra a 0,70, 0,66 0,64 és 0,62 M_{Nap} tömegű csillagok fejlődési útjait ábrázoltuk. A fejlődési utakkal való összehasonlítás alapján a négy eltérő tulajdonságú csoportot a horizontális ági fejlődés alábbi szakaszaival azonosíthatjuk:

- I. nulla korú horizontális ág (ZAHB) – sárga
- II. legvörösebb horizontális ági állapot és kék irányú fejlődés – piros
- III. a kék hurok kék része – világoskék
- IV. késői, vörös irányú fejlődés – sötétkék

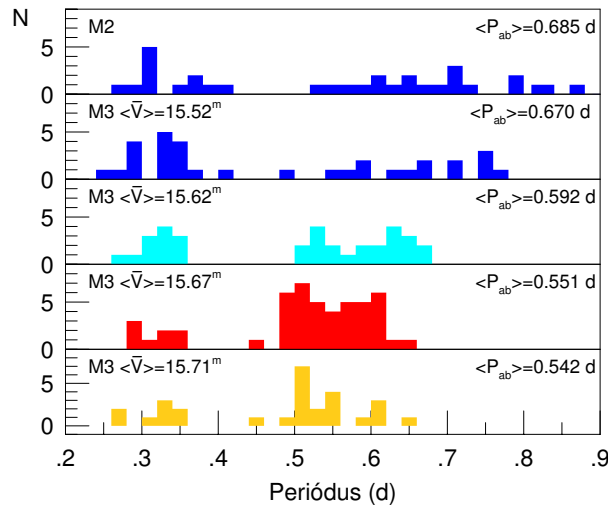
Az egyes csoportok populáltsága a megfigyelések és a modellek alapján azonos (3.9. ábra). Ez megerősíti, hogy valóban eltérő fejlődési ütemű, különböző fejlődési állapotokat különítettünk el.

A négy megkülönböztetett fejlődési állapotba tartozó csillagok csoportjainak átlagos paramétereit a 3.4. táblázat foglalja össze. A 3.4. táblázat adatai és a 3.11. ábrán mutatott perióduseloszlások a csoportok közötti szignifikáns különbségeket mutatnak. Mind az R Rab, mind az R Rc csillagok átlagperiódusa egyre hosszabb az egyre fényesebb csoportok felé. A legfényesebb osztályban megfordul az R Rab/R Rc arány; ide már több R Rc csillag tartozik, mint R Rab.

Összehasonlításként a 3.4. táblázatban és a 3.11. ábrán feltüntettük az M3-mal azonos fémtartalmú, de Oo II. típusú M2 gömbhalmaz adatait is, Lee & Carney (1999a) mérései alapján. Szembetűnő, hogy annak ellenére, hogy az M3 az Oo I. osztály prototípusának számít, legfényesebb RR Lyrae csillagai tipikus Oo II. átlagtulajdonságokat mutatnak. Ezzel első megfigyelési bizonyítékát adtuk annak, hogy egy halmazban belül mindkét Oosterhoff-csoportnak megfelelő RR Lyrae csillagok előfordulhatnak.

3.4. táblázat: Az M3 csillagainak paraméterei fényességcsoport / fejlődési állapot szerint az M2 csillagaiéval összehasonlítva

Fejlődési státus		átlag periódus / periódustartomány		$\langle \bar{V} \rangle$ mag s. d.		N(RRc)/N(RR)	
RRab	RRc	RRab	RRc	RRab	RRc	N(RRab)	N(RRc)
M3							
I. nulla korú horizontális ág (ZAHB)						0,30	
0.542 / 0.459 – 0.643	0.319 / 0.267 – 0.350	15.707	0.014	15.723	0.029	19	8
II. legvörösebb horizontális ági állapot és kék irányú fejlődés						0,18	
0.551 / 0.456 – 0.644	0.316 / 0.284 – 0.353	15.671	0.013	15.677	0.008	41	9
III. a kék hurok kék része						0,33	
0.592 / 0.508 – 0.673	0.323 / 0.276 – 0.348	15.618	0.018	15.620	0.010	22	11
IV. késői, vörös irányú fejlődés						0,56	
0.670 / 0.560 – 0.774	0.336 / 0.251 – 0.486	15.533	0.034	15.522	0.043	14	18
M2							
Oosterhoff II. típus						0,40	
0.685 / 0.528 – 0.876	0.333 / 0.273 – 0.420					18	12



3.11. ábra: Az M3 és az M2 RR Lyrae csillagainak perióduseloszlása. Az M3 különböző fényességű csillagainak perióduseloszlását az egymás alatti panelek mutatják. Növekvő fényesség felé az RRab csillagok átlagperiódusa növekszik, valamint az RRc csillagok számának aránya az RRab-kéhoz képest szintén egyre nagyobb. A legfényesebb minta mind perióduseloszlásában, mind $N(RRc)/N(RRab)$ arányszámában a tipikus Oosterhoff II. M2 hal-mazban tapasztaltnak megfelelő

Az Oo I. és Oo II. típusú halmazok közti különbségeket nem lehet csupán fémtartalombeli, illetve a halmaz horizontális ágának típusa (a horizontális ág vörös vagy kék része populáltabb-e) eltéréseivel magyarázni. Eredményünk alapján egyértelműen megállapíthatjuk, hogy az Oosterhoff-dichotómia valójában a halmaz RR Lyrae csillagainak fejlődési állapotából származó különbségeket tükröz. Lee et al. (1990) már korábban felvetették azt a lehetőséget, hogy az Oosterhoff-dichotómia a halmazok eltérő korával magyarázható. Annak a lehetősége azonban nem merült föl, hogy a horizontális ági fejlődés különböző szakaszait egy halmazon belül is tömegesen megfigyelhetnénk.

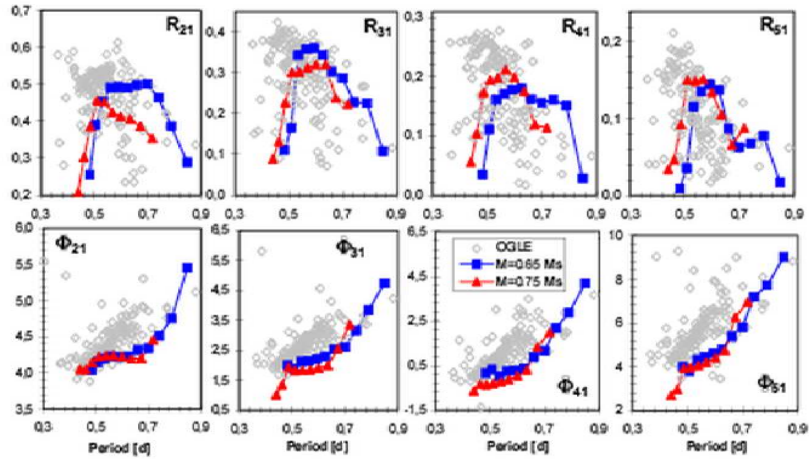
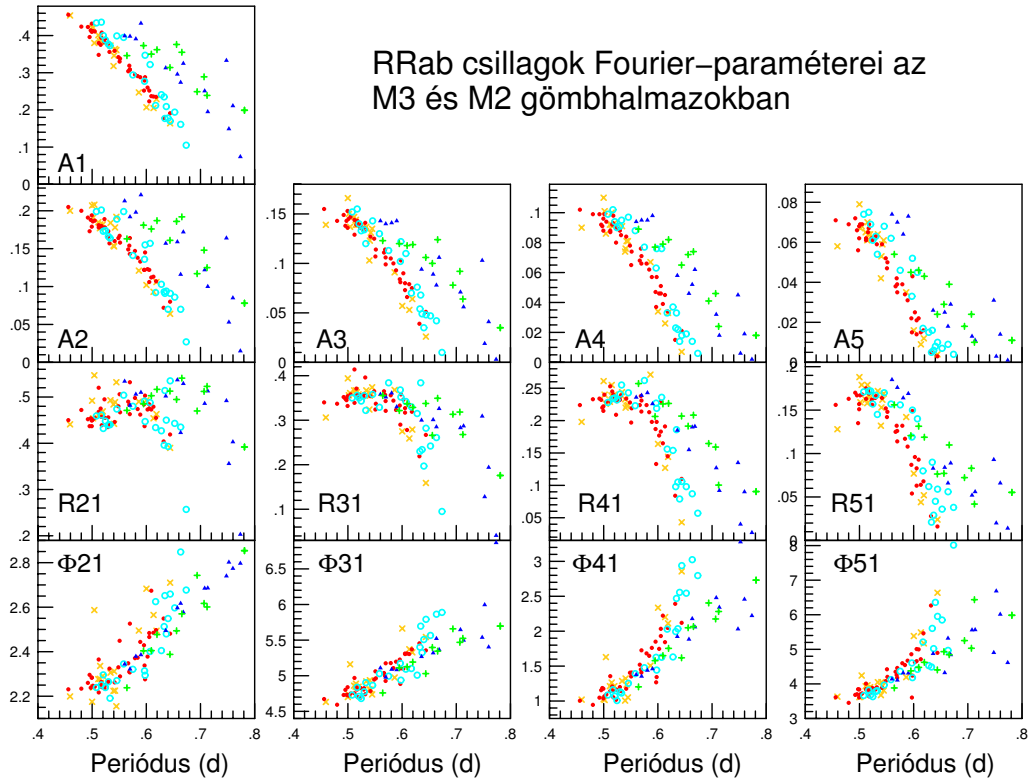
Az a tény, hogy az elfejlődött változók között nagyobb gyakoriságban fordulnak elő első felhangú RRc pulzátorok, a pulzációs modellek ún. hiszteréziselméletét erősíti meg. Van Albada & Baker (1971) munkája mutatott rá először, hogy a kék irányú fejlődés során az alapmódus más hőmérsékletnél vált a felhangra, mint ahogy az a fordított irányban bekövetkezik. Az alacsonyabb hőmérsékletek irányába történő fejlődés során a felhang-rezgés tovább maradhat fenn; ekkor olyan hőmérsékleteknél is felhang-rezgés figyelhető meg, ahol a kék irányú fejlődés során kizárólag alapmódusú rezgés gerjesztődik. Ez adhat magyarázatot a magasabb fényességeknél mind az alapmódus, mind a felhang átlagperiódusának az alacsonyabb átlagos hőmérsékletnek megfelelő értékek irányba történő eltolódására.

A hiszterézis megfigyelési bizonyítékát mind ez ideig csupán különböző korúnak feltételezett halmazok RR Lyrae csillagai eltérő tulajdonságaiban (Oo I., illetve II. típus) találták meg, s ehhez ezen halmazok korkülönbségeit gigaév nagyságrendűnek becsülték (lásd például Lee et al., 1990; Lee & Carney, 1999b). Ezek a munkák alapvetően a horizontális ág abszolút fényességére támaszkodnak, ezt azonban a csillagászati távolságmérés bizonytalanságai miatt csupán $\sim 0,1$ mag pontosan ismerjük. A különböző halmazok esetében gigaévesnek becsült korkülönbségekkel szemben az M3-ban megfigyelt Oo I. és Oo II. tulajdonságú csoportok közötti korkülönbség jól meghatározhatóan kevesebb mint százmillió év.

Megvizsgáltuk, hogy a különböző fejlődési állapotbeli státusz hogyan befolyásolja a csillagok fénygörbéjének alakját, Fourier-paramétereit, és milyen hatással lehet a Fourier-paraméterekből számolt fémtartalom- és abszolút fényesség-értékekre.

A 3.5. táblázat az M3 96 modulálatlan RRab csillagának intenzitásátlagolt V fényességét (\bar{V}), Fourier-paramétereit, az azok alapján számított $[\text{Fe}/\text{H}]$ fémtartalmat, valamint a mért átlagfényesség és a Fourier-paraméterek alapján számolt M_V abszolút fényesség az M3 látszó távolságmodulusával eltolt értékének különbségét, $\Delta\bar{V}$ -t sorolja fel.

A 3.12. ábrán a négy csoport csillagainak Fourier-paramétereit periódusuk függvényében ábrázoljuk. Homogén fémtartalom, illetve néhány tized dex fémtartalom-szórás esetén az azonos fényességű csillagok esetében a periódus döntően csak a hőmérséklet függvénye (az RRab instabilitási sáv keskenysége miatt adott fényességgel a csillagok tömegének csupán kisebb mint $0,02 M_{\text{Nap}}$ szórása lehet), így a különböző csoportokra



3.12. ábra: Az M3 RRab csillagok Fourier-paramétereit periódusuk függvényében. Összehasonlításként az M2 tipikus Oosterhoff II. gömbhalmaz RRab csillagok paramétereit is feltüntettük (zöld +). Az M3 négy különböző luminozitási tartományba tartozó RR Lyrae csillagait – növekvő luminozitás szerint – sárga kereszt, piros pont, világoskék kör és sötétkék háromszög jelöli. Az alsó panel Dorfi & Feuchtinger (1999) modelleredményeit mutatja

kapott eredmények dominánsan a Fourier-paraméterek hőmérséklet szerinti változását tükrözik.

A különböző színekkel jelölt csoportok Fourier-paraméterei nem egyformán változnak a periódussal. A legszembetűnőbb különbség a legfényesebb csillagok amplitúdóiban mutatkozik. Ugyanannál a periódusnál a legfényesebb csillagok Fourier-amplitúdói kb. 0,1 magnitúdóval nagyobbak, mint a két legalacsonyabb fényességű csoporté. A fázisokban az eltérések a magasabb rendű fáziskülönbségek felé lesznek egyre határozottabbak. Az I. és II. csoport csillagainak Fourier-paraméterei nem mutatnak szignifikáns eltérést, a III. csoport tagjai azonban magasabb rendű (4., 5.) Fourier-amplitúdók és fázisaik alapján már megkülönböztethetők az I. és II. csoport csillagaitól.

A 3.12. ábrán az M2 változóinak Fourier-paramétereit is feltüntettük. Az M2 csillagainak Fourier-paraméterei az M3 legfényesebb osztályába tartozó csillagokéival azonos viselkedést mutatnak. Ez az eredmény is azt mutatja, hogy ezek a csillagok az Oo II. típusú halmazok csillagaival megegyező tulajdonságúak.

A 3.12. ábra alsó paneljei Dorfi & Feuchtinger (1999) modelleredményei alapján két különböző tömegértékre mutatják a csillagok I fénygörbéje Fourier-paramétereinek változását a periódus szerint. A modellsorozatok fémtartalma és luminozitása nem változik, az eltérő periódusértékek különböző hőmérsékletű modelleknek felelnek meg. Az M3 változói Fourier-paramétereinek menete rendkívül jó egyezést mutat a modellszámítások eredményeivel.

A különböző fejlődési állapotok tükröződése a Fourier-paraméterekben – amennyiben több különböző fémtartalmú halmaz esetében is hasonló vizsgálatot végzünk – lehetőséget nyújt arra, hogy csupán a fénygörbe alakja alapján az RR Lyrae csillagok fejlődési állapotát is meghatározhassuk. Méréseink kiterjedt modellsorozatok fénygörbéivel való összehasonlítása mind a modellek fejlesztésében, mind a fénygörbe – fizikai paraméter kalibrációk pontosításában további fontos eredményeket hozhat.

Eredményünk azonban a fémtartalom és az abszolút fényesség Fourier-paraméterek alapján történő meghatározásának korlátaira is rávilágított.

Az a tény, hogy az alsórendű (1–3.) Fourier-paraméterek, amelyek az abszolút fényesség számítására alkalmazott formulában szerepelnek, az I–III. csoportra alig különböznek, míg ezeknek a csillagoknak a fényessége 0,2 mag tartományon belül eltérő lehet, arra mutat, hogy a fénygörbealakban nincs megfelelő információ ezen fényességkülönbségek megkülönböztetésére. Ennek alapján az M_V formula kb. 0,15 magnitúdónyi ‘pontatlansága’ nem a formula bizonytalanságának, hanem a módszer belső korlátjából származó határozatlanságnak számít. A 3.5. táblázat 5. oszlopában a csillagok megfigyelt intenzitásátlagolt V fényessége és a Kovács & Walker (2001) abszolút fényesség-formulából számolt fényesség az M3 látszó távolságmodulusával növelt értékének különbségét – $\Delta(\bar{V})$ – is feltüntettük. Természetesen ezen értékek nullpontja csak annyira pontos, amilyen pontosan a látszó távolságmodulust ismerjük, így a nullpontban kb. $\sim 0,1$ mag bizonytalanság is lehet.

3.5. táblázat: Az M3 modulálatlan RRab csillagainak Fourier-paramétereit, az abból származtatott fémtartalmuk és abszolút fényességük

Fejlődési státus													
Vált.	Per.	[Fe/H]	\bar{V}	$\Delta(\bar{V})$	A(1)	A(2)	A(3)	A(4)	A(5)	Φ_{21}	Φ_{31}	Φ_{41}	Φ_{51}
I. nulla korú horizontális ág (ZAHB)													
[Fe/H] átlag -1.27 dex, szórás 0.27 dex; $\Delta(\bar{V})$ átlag -0.003 mag, szórás 0.016 mag													
V 077:	0.459295	-1.29	15.739	0.013	0.454	0.200	0.139	0.090	0.058	2.199	4.632	1.020	3.631
V 197:	0.499898	-1.41	15.721	0.004	0.421	0.207	0.166	0.110	0.079	2.175	4.701	1.026	3.617
V 076:	0.501763	-1.38	15.707	-0.013	0.421	0.191	0.150	0.101	0.067	2.239	4.735	1.015	3.624
V 239:	0.504060	-0.87	15.695	0.021	0.379	0.213	0.136	0.084	0.071	2.562	5.120	1.644	4.148
V 016	0.511493	-1.26	15.700	-0.007	0.401	0.185	0.147	0.092	0.065	2.277	4.861	1.213	3.933
V 006	0.514333	-1.29	15.702	0.000	0.385	0.177	0.139	0.092	0.061	2.278	4.847	1.183	3.877
V 116:	0.514811	-1.24	15.704	-0.004	0.392	0.182	0.144	0.100	0.070	2.336	4.888	1.264	3.962
V 018	0.516453	-1.32	15.697	-0.001	0.383	0.178	0.139	0.091	0.064	2.260	4.838	1.177	3.877
V 108	0.519610	-1.32	15.706	-0.011	0.388	0.182	0.139	0.093	0.064	2.291	4.846	1.213	3.906
V 109	0.533921	-1.30	15.688	-0.018	0.373	0.184	0.137	0.091	0.064	2.306	4.921	1.287	4.050
V 214	0.539535	-1.48	15.718	0.009	0.318	0.154	0.103	0.074	0.042	2.224	4.811	1.006	3.675
V 043	0.540512	-1.31	15.697	-0.009	0.346	0.153	0.123	0.076	0.053	2.312	4.937	1.322	4.054
V 172	0.542290	-1.50	15.741	-0.025	0.364	0.178	0.131	0.081	0.059	2.225	4.804	1.234	3.938
V 244	0.544666	-1.61	15.706	-0.032	0.364	0.190	0.128	0.074	0.055	2.137	4.737	1.064	3.918
V 211	0.558350	-1.03	15.764	0.023	0.264	0.114	0.078	0.031	0.020	2.277	5.221	2.114	4.738
V 187:	0.586257	-1.51	15.709	0.014	0.247	0.121	0.091	0.067	0.035	2.495	4.975	1.506	4.195
V 220	0.600226	-0.59	15.704	0.011	0.209	0.100	0.057	0.034	0.011	2.676	5.715	2.308	5.539
V 046	0.613383	-1.12	15.703	-0.005	0.205	0.093	0.053	0.026	0.009	2.565	5.372	2.202	5.489
V 100	0.618812	-1.21	15.704	-0.032	0.229	0.106	0.064	0.033	0.012	2.494	5.329	2.112	5.173
II. legvörösebb horizontális ági állapot és kék irányú fejlődés													
[Fe/H] átlag -1.33 dex, szórás 0.13 dex; $\Delta(\bar{V})$ átlag -0.013 mag, szórás 0.019 mag													
V 072	0.456079	-1.21	15.670	0.028	0.456	0.205	0.155	0.102	0.071	2.231	4.673	1.005	3.613
V 025	0.480062	-1.45	15.682	0.015	0.424	0.200	0.143	0.099	0.069	2.234	4.593	0.945	3.452
V 074	0.492152	-1.33	15.680	0.000	0.423	0.191	0.149	0.099	0.072	2.260	4.730	1.048	3.682
V 032	0.495351	-1.25	15.677	0.017	0.396	0.173	0.138	0.092	0.066	2.296	4.802	1.155	3.701
V 007:	0.497426	-1.36	15.651	-0.003	0.414	0.188	0.143	0.091	0.056	2.238	4.732	1.186	3.847
V 118	0.499390	-1.37	15.671	-0.007	0.410	0.179	0.136	0.088	0.062	2.284	4.731	1.037	3.608
V 096	0.499415	-1.22	15.651	-0.018	0.432	0.194	0.153	0.096	0.068	2.283	4.839	1.176	3.840
V 083	0.501263	-1.39	15.671	-0.005	0.412	0.186	0.145	0.099	0.069	2.247	4.721	1.068	3.696
V 053	0.504879	-1.38	15.675	-0.009	0.411	0.187	0.147	0.094	0.069	2.243	4.748	1.094	3.725
V 030	0.512089	-1.12	15.682	0.051	0.348	0.181	0.144	0.088	0.061	2.365	4.969	1.356	4.008
V 057	0.512189	-1.41	15.686	0.001	0.380	0.178	0.129	0.087	0.062	2.217	4.754	1.144	3.847
V 021	0.515758	-1.31	15.690	0.009	0.375	0.178	0.139	0.092	0.065	2.248	4.841	1.208	3.850
V 090	0.517031	-1.36	15.673	-0.013	0.394	0.180	0.141	0.093	0.067	2.264	4.806	1.143	3.804
V 119	0.517690	-1.51	15.668	-0.028	0.408	0.179	0.143	0.098	0.069	2.241	4.702	1.054	3.640
V 190:	0.522797	-1.55	15.685	-0.012	0.382	0.189	0.136	0.080	0.062	2.236	4.689	1.017	3.764
V 094	0.523694	-1.37	15.670	-0.022	0.391	0.178	0.139	0.090	0.061	2.249	4.827	1.161	3.884
V 081	0.529119	-1.43	15.678	-0.021	0.379	0.165	0.133	0.089	0.062	2.262	4.806	1.149	3.833
V 055	0.529821	-1.41	15.672	-0.020	0.379	0.173	0.136	0.088	0.063	2.266	4.825	1.200	3.860
V 156:	0.531986	-1.53	15.682	0.008	0.356	0.157	0.141	0.085	0.059	2.324	4.740	1.144	3.901
V 009	0.541555	-1.52	15.643	-0.022	0.359	0.160	0.127	0.084	0.059	2.262	4.784	1.176	3.887
V 089	0.548480	-1.34	15.647	-0.014	0.342	0.164	0.125	0.078	0.052	2.330	4.946	1.405	4.080
V 133:	0.550723	-1.20	15.681	-0.019	0.330	0.167	0.107	0.065	0.047	2.449	5.062	1.352	4.423
V 040	0.551539	-1.34	15.672	-0.022	0.338	0.158	0.114	0.074	0.050	2.289	4.964	1.408	4.203
V 069	0.566616	-1.32	15.672	-0.008	0.304	0.149	0.111	0.068	0.038	2.348	5.038	1.520	4.351
V 142	0.568628	-1.39	15.680	-0.026	0.319	0.154	0.114	0.076	0.042	2.310	4.996	1.452	4.260

3.5. táblázat – folytatás

Fejlődési státus													
Vált.	Per.	[Fe/H]	\bar{V}	$\Delta(\bar{V})$	A(1)	A(2)	A(3)	A(4)	A(5)	Φ_{21}	Φ_{31}	Φ_{41}	Φ_{51}
V 010:	0.569546	-1.48	15.652	-0.021	0.309	0.143	0.106	0.066	0.039	2.307	4.927	1.408	4.180
V 175	0.569700	-1.15	15.674	-0.027	0.308	0.164	0.099	0.071	0.035	2.526	5.175	1.726	4.461
V 027	0.579068	-1.20	15.647	-0.020	0.295	0.147	0.105	0.066	0.039	2.371	5.178	1.682	4.598
V 051	0.583970	-1.32	15.659	-0.027	0.291	0.138	0.100	0.062	0.034	2.373	5.107	1.647	4.545
V 059	0.588824	-1.22	15.667	-0.035	0.288	0.133	0.093	0.057	0.031	2.444	5.197	1.761	4.672
V 084	0.595728	-1.22	15.654	-0.011	0.252	0.122	0.084	0.047	0.022	2.429	5.227	1.850	4.858
V 144:	0.596784	-1.69	15.674	-0.047	0.279	0.122	0.081	0.037	0.015	2.338	4.885	1.268	3.605
V 114:	0.597723	-1.40	15.683	-0.040	0.288	0.145	0.103	0.057	0.043	2.276	5.103	1.343	4.239
V 093	0.602296	-1.43	15.644	-0.024	0.260	0.123	0.090	0.046	0.025	2.378	5.099	1.747	4.629
V 247	0.605433	-1.16	15.666	0.000	0.223	0.106	0.073	0.051	0.014	2.484	5.311	2.034	4.658
V 064	0.605459	-1.17	15.672	-0.028	0.252	0.122	0.080	0.046	0.021	2.466	5.305	1.931	5.008
V 180:	0.609190	-1.18	15.690	-0.026	0.237	0.112	0.066	0.039	0.022	2.674	5.312	2.222	4.997
V 189	0.613130	-1.21	15.685	-0.019	0.236	0.113	0.079	0.045	0.015	2.485	5.305	1.843	4.714
V 134:	0.618060	-1.15	15.661	-0.028	0.235	0.107	0.075	0.034	0.016	2.497	5.371	2.047	5.465
V 019	0.631977	-1.11	15.679	-0.010	0.178	0.072	0.039	0.015	0.005	2.549	5.455	2.392	6.266
V 101:	0.643870	-1.31	15.682	-0.030	0.191	0.080	0.051	0.021	0.003	2.481	5.356	2.120	4.898

III. a kék hurok kék része

[Fe/H] átlag -1.27 dex, szórás 0.30 dex; $\Delta(\bar{V})$ átlag -0.037 mag, szórás 0.028 mag

V 011	0.507892	-1.42	15.623	-0.036	0.434	0.199	0.152	0.099	0.074	2.239	4.729	1.086	3.664
V 058	0.517055	-1.32	15.605	-0.050	0.436	0.201	0.155	0.102	0.075	2.251	4.837	1.162	3.819
V 001	0.520596	-1.51	15.625	-0.027	0.400	0.173	0.140	0.094	0.069	2.296	4.710	1.069	3.681
V 082:	0.524526	-1.57	15.647	-0.025	0.388	0.174	0.133	0.090	0.061	2.239	4.681	1.007	3.631
V 015	0.530087	-1.47	15.618	-0.019	0.377	0.166	0.134	0.091	0.063	2.265	4.776	1.131	3.785
V 249	0.532992	-1.32	15.643	-0.031	0.373	0.164	0.120	0.095	0.054	2.191	4.903	1.114	3.805
V 036	0.545593	-1.44	15.605	-0.061	0.399	0.189	0.143	0.097	0.068	2.270	4.866	1.254	3.967
V 003:	0.558198	-1.28	15.590	-0.086	0.395	0.199	0.130	0.088	0.062	2.345	5.029	1.392	4.123
V 137	0.575148	-1.42	15.621	-0.008	0.294	0.141	0.113	0.077	0.046	2.321	4.994	1.477	4.365
V 222	0.596745	-1.30	15.571	-0.027	0.277	0.136	0.102	0.063	0.033	2.314	5.174	1.626	4.605
V 026	0.597743	-1.62	15.594	-0.092	0.347	0.155	0.122	0.076	0.052	2.294	4.938	1.443	4.181
V 173	0.606958	-1.46	15.625	-0.086	0.322	0.157	0.110	0.076	0.045	2.401	5.092	1.627	4.421
V 136	0.617180	-1.51	15.631	-0.006	0.212	0.092	0.070	0.033	0.017	2.625	5.101	2.029	5.211
V 048:	0.627829	-1.69	15.610	-0.047	0.241	0.103	0.076	0.037	0.015	2.405	5.008	1.631	4.530
V 271:	0.632908	-1.19	15.627	-0.065	0.235	0.093	0.054	0.023	0.005	2.513	5.401	1.994	4.489
V 243:	0.634330	-0.80	15.626	0.011	0.177	0.091	0.068	0.033	0.016	2.652	5.696	2.469	5.605
V 008:	0.636859	-1.31	15.633	-0.044	0.209	0.094	0.049	0.022	0.006	2.480	5.325	2.035	5.020
V 120	0.640140	-1.08	15.631	-0.023	0.178	0.070	0.035	0.014	0.008	2.549	5.508	2.556	6.358
V 195:	0.644080	-0.72	15.620	-0.009	0.170	0.091	0.048	0.018	0.010	2.659	5.792	2.939	5.953
V 062	0.652410	-1.07	15.614	-0.048	0.194	0.086	0.047	0.019	0.007	2.597	5.566	2.544	5.848
V 186:	0.663423	-0.73	15.603	-0.028	0.161	0.070	0.042	0.014	0.009	2.848	5.864	3.024	4.969
V 073:	0.673611	-0.75	15.626	-0.002	0.105	0.027	0.010	0.006	0.004	2.677	5.889	2.796	8.014

IV. késői, vörös irányú fejlődés

[Fe/H] átlag -1.39 dex, szórás 0.21 dex; $\Delta(\bar{V})$ átlag -0.150 mag, szórás 0.05 mag (V202 nélkül)

V 139	0.559995	-1.19	15.589	-0.082	0.399	0.213	0.143	0.094	0.074	2.344	5.109	1.378	4.140
V 104:	0.569926	-1.42	15.544	-0.098	0.398	0.192	0.140	0.095	0.070	2.322	4.979	1.354	4.108
V 031	0.580722	-1.33	15.558	-0.104	0.391	0.198	0.141	0.095	0.064	2.379	5.089	1.439	4.316
V 042	0.590093	-1.38	15.497	-0.164	0.433	0.221	0.143	0.098	0.073	2.386	5.084	1.461	4.312
V 014:	0.635900	-1.38	15.539	-0.127	0.313	0.157	0.094	0.058	0.026	2.495	5.268	1.923	4.876
V 160:	0.657330	-1.43	15.521	-0.138	0.296	0.159	0.089	0.046	0.025	2.597	5.320	1.884	4.323

3.5. táblázat – folytatás

Fejlődési státus													
Vált.	Per.	[Fe/H]	\bar{V}	$\Delta(\bar{V})$	A(1)	A(2)	A(3)	A(4)	A(5)	Φ_{21}	Φ_{31}	Φ_{41}	Φ_{51}
V 024:	0.663380	−1.19	15.530	−0.129	0.274	0.116	0.078	0.052	0.018	2.617	5.522	2.179	5.320
V 065	0.668347	−1.43	15.498	−0.171	0.325	0.172	0.106	0.062	0.029	2.577	5.366	2.060	4.842
V 060	0.707727	−1.26	15.509	−0.161	0.251	0.122	0.071	0.032	0.013	2.685	5.646	2.479	5.560
V 258	0.713450	−1.49	15.581	−0.115	0.195	0.100	0.056	0.018	0.011	2.686	5.498	2.341	5.565
V 193	0.747860	−1.62	15.466	−0.275	0.333	0.164	0.103	0.045	0.031	2.740	5.538	2.031	4.905
V 124	0.752439	−1.03	15.546	−0.135	0.149	0.053	0.019	0.006	0.003	2.802	5.996	3.278	6.686
V 235:	0.759800	−1.87	15.524	−0.196	0.211	0.085	0.041	0.019	0.014	2.774	5.403	2.457	6.012
V 202	0.773571	0.03	15.557	−0.084	0.074	0.015	0.003	0.002	0.001	2.797	6.868	2.222	4.615

Megjegyzések: — A bizonytalanabb fénygörbájú csillagokat kettőspont jelöli

A 3.5. táblázat adatai alapján látható, hogy az abszolút fényesség megfigyelt és számolt értékének különbsége a különböző fejlődési állapotú csoportokra eltérő. A formula legpontosabbnak az I., ZAHB csillagok esetében bizonyul, az egyre fényesebb II., III. és IV. csoportok esetében azonban, úgy tűnik, a fejlődés miatti fényességnövekedést a formula nem, vagy csak részben tudja követni. Így a II., III. és IV. csoportra mind az az átlagos fényességeltérés, mind annak szórása egyre nagyobb értékű.

A fémtartalom-formula a [Fe/H]-t a periódus és a Φ_{31} fáziskülönbség lineáris függvényeként határozza meg. Amennyiben a fémtartalom homogén, ez azt jelenti, hogy a csillagok $P - \Phi_{31}$ diagramja egyenest mutat. A 3.12. ábrán ez valóban majdnem teljesül. A legnépesebb II. csoport csillagai valóban egyenest definiálnak, a két fényesebb csoport csillagai azonban eltérnek ettől az egyenestől. A nulla korú fősorozati csillagok Φ_{31} értékei is a meghatározási pontosságnál nagyobb, szórás jellegű eltéréseket mutatnak.

Mint az előző fejezetben megmutattuk, az M3-ban lehetséges néhány tizednyi fémtartalom-eltérés. Az, hogy a 3.12. ábra $P - \Phi_{31}$ paneljén a globális lineáris összefüggés mellett megfigyelhető eltéréseket valóban fémtartalombeli különbségek, vagy esetleg a fotometriai fémtartalom-meghatározás pontatlansága (nemlinearitás, fejlődési hatások stb.) okozzák, további vizsgálatok tárgya kell hogy legyen.

3.3. A különleges állapotú, hárommódusú V823 Cassiopeiae

3.3.1. Többmódusú radiális pulzátorok

Az egyik legfontosabb eszközünk, amellyel a csillagok belső szerkezetéről részletes információt nyerhetünk, a csillagok oszcillációjának vizsgálata. A csillagszeizmológia legsikeresebb objektumai azok a csillagok, amelyek egyidejűleg több rezgést is mutatnak, s ezek módusazonosítása egyértelmű. Ez a többmódusú radiális pulzátorok esetében teljesül. Ilyenkor nyílik a legszélesebb lehetőség arra, hogy modellismereteink megfigyelésekkel történő összehasonlításával egyrészt modelljeinket fejlesszük, másrészt a lehető legpontosabb információt nyerjük a kérdéses objektum fizikai paramétereiről (tömeg, luminozítás, hőmérséklet, kémiai összetétel). Az így nyert paraméterek fontosságát jelzi, hogy a kettőscsillagokon kívül ez az egyetlen lehetőségünk tömegmérésre, s egyben olyan luminozítás-meghatározási módszer, amelyhez nincs szükségünk a távolság ismeretére. A radiálisan pulzáló változók fényességméréseit ezért távolságmeghatározásra is használhatjuk. Ennek a lehetőségének köszönhető, hogy a pulzáló csillagok között több távolságindikátort, ún. standard gyertyát is találunk.

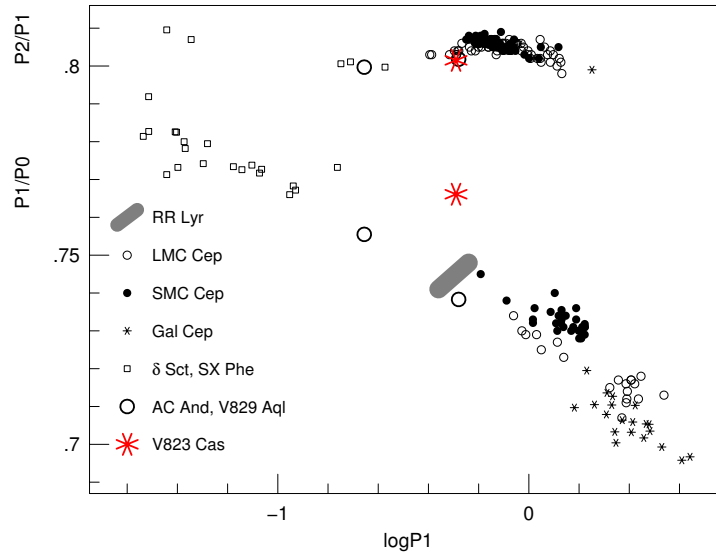
A csillagatmoszférák nemlinearitása, amely az egymódusú csillagok esetében aszimmetrikus fénygörbealakban (felharmonikus frekvenciák megjelenése) tükröződik, a többmódusú változóknál további csatolási frekvenciakomponensekben jelentkezik, s rendkívül komplexsége teszi a fényváltozást. Kétmódusú oszcilláció a modellszámítások szerint a fizikai paraméterek megfelelő kombinációinál megvalósulhat, ezek a rezgéskombinációk modelleredmények alapján tartósan fennmaradhatnak. Három radiális módus egyidejű tartós gerjesztettségét modellszimulációkkal eddig nem sikerült előállítani. Hárommódusú radiális oszcillációt ma még csak a megfigyelések alapján ismerünk.

Kétmódusú pulzáció a radiális módusú rezgést mutató csillagok mindegyik típusánál megfigyelhető. Három radiális módus egyidejű gerjesztettségére azonban nagyon kevés példát ismerünk. Ezt először az AC Andromedae esetében Fitch & Szeidl (1976) mutatták ki. A megfigyelt periódusok (0,42, 0,52 és 0,71 nap) alapján az AC And-ot kezdetben RR Lyrae típusú változónak gondolták, de a három módus azonosítása után a modellekkel való összevetés kimutatta, hogy valójában egy nagyobb tömegű, fiatal csillag, amely közelebbi kapcsolatban van a cefeidákkal, illetve a δ Scuti csillagokkal, mint az RR Lyrae változókkal (Fitch & Szeidl, 1976; Fernie, 1994; Kovács & Buchler, 1994).

Antipin (1997) a moszkvai fotografikus archívum több évtizednyi anyaga alapján az AC And-hoz hasonló periódusú hárommódusú változást mutatott ki egy másik csillag, a V823 Cas esetében. Ma összesen 5 hasonló csillagot ismerünk; a rövidebb

periódusú ($P_0 = 0,27$ nap) V829 Aql (Handler et al., 1998), valamint a Nagy Magellán-felhő két változója (Moskalik & Dziembowski, 2005) tartozik még e rendkívül fontos csillagok csoportjába. Az utóbbi két változó, szemben a többivel, nem az első három radiális módusban, hanem az első három felhangban rezeg.

Az LMC, az SMC és a galaktikus dudor (bulge) tömeges fotometriai mérései alapján (Beaulieu et al., 1997; Alcock et al., 1999; Udalski et al., 1999; Soszyński et al., 2000) 1 napnál rövidebb periódusú kétmódusú cefeidák tucatjait fedezték fel. Ezek közt mind alpmódus/első felhang rezgés, mind a két első felhang rezgése megfigyelhető. Az 1 napnál rövidebb periódusú cefeidák legtöbbször kétmódusú oszcillációt mutat, ami arra utal, hogy e csillagok paramétertartománya a többmódusú radiális pulzációnak kedvez. A 3.13. ábra az ismert többmódusú radiális pulzátorok periódusarányait az első felhang periódusának függvényében ábrázolja.



3.13. ábra: Az ismert két- és hátrmódusú radiális pulzátorok periódusarányai a mindegyikükben megfigyelt első felhang periódusának függvényében. A periódusarányok modellezése egyedülálló lehetőséget jelent a csillagok fizikai paramétereinek meghatározására. Például a jól megfigyelhető 0,01 periódusarány-szeparáció az SMC, az LMC és a galaktikus cefeidák tartományai között a rendszerek eltérő fémtartalmával ($Z=0,004$, $0,008$ és $0,02$) magyarázható. Mivel a periódusok sok tizedesjegyre, nagy pontossággal ismertek, az ábrázolt adatok hibája elhanyagolható. A V823 Cas P_1/P_0 periódusaránya erősen eltér a többi csillagétól, míg P_2/P_1 periódusaránya megfelel a minta többi csillagáénak. Az erős P_1/P_0 periódusarány-eltérés a V823 Cas egyedi voltára, alpmódusának anomális periódusértékére utal

Az eddig felfedezett három radiális módusú változók valószínűleg az 1 napnál rövidebb periódusú kétmódusú cefeidákhoz hasonló csillagok, bár részletes vizsgálat nem mindegyikükre történt. Erre valószínűleg csak a három galaktikus csillagnál van lehetőségünk, mivel az LMC és az SMC távolsága – csillagaik halványasága – komoly korlátot jelent a lehetséges vizsgálatok számára.

3.3.2. A V823 Cas részletes vizsgálata

Mérések

A többmódusú változókról – különleges asztrofizikai fontosságuk ellenére – meglehetősen kevés mérési anyaggal rendelkezünk. Komoly spektroszkópai vizsgálat egyikről sem áll rendelkezésre, a fotometriai adatok (az AC And kivételével) csak a rezgések periódusainak meghatározására alkalmasak. 2003-ban a V823 Cas-ról olyan részletes többszínfotometriai adatsort gyűjtöttünk (Jurcsik et al., 2005c) amely fontos eredményekkel gyarapította a hárommódusú változókról való ismereteinket.

A V823 Cas-ról a sváb-hegyi 60 cm-es távcsővel közel 3 hónap alatt, 38 éjszakán, színenként ~ 3600 CCD-felvételt készítettünk. Adatainkat Arne Henden (USNO Flagstaff Station) mérései alapján standardizáltuk.

A fénygörbe viselkedése

Kiterjedt méréssorozatunk lehetővé tette a V823 Cas fényváltozásának részletes elemzését. A szabálytalannak tűnő fényváltozás valószínűleg rendkívül szabályos, a mérési hibán belül pontosan modellezhető. A fénygörbét Fourier-analízis alapján a három radiális módus, azok felharmonikusai, 26 lineáris kombinációs frekvencia (csatolási tag) és egy kis amplitúdójú, minden színben ugyanannál a frekvenciánál (f_3) megjelenő jel írja le. A maradék frekvencia eredete ismeretlen; frekvenciája és amplitúdója alapján nem kizárt, hogy – a γ Dor változókhöz hasonlóan – magasrendű gravitációs módusnak felel meg.

V méréseink és azok Fourier-megoldás szerinti illesztése a 3.14. ábrán látható. A megoldás stabilitását jelzi, hogy a legalsó panel fénygörbéje már a korábbi mérésekre kapott illesztés alapján is hibahatáron belül pontos volt.

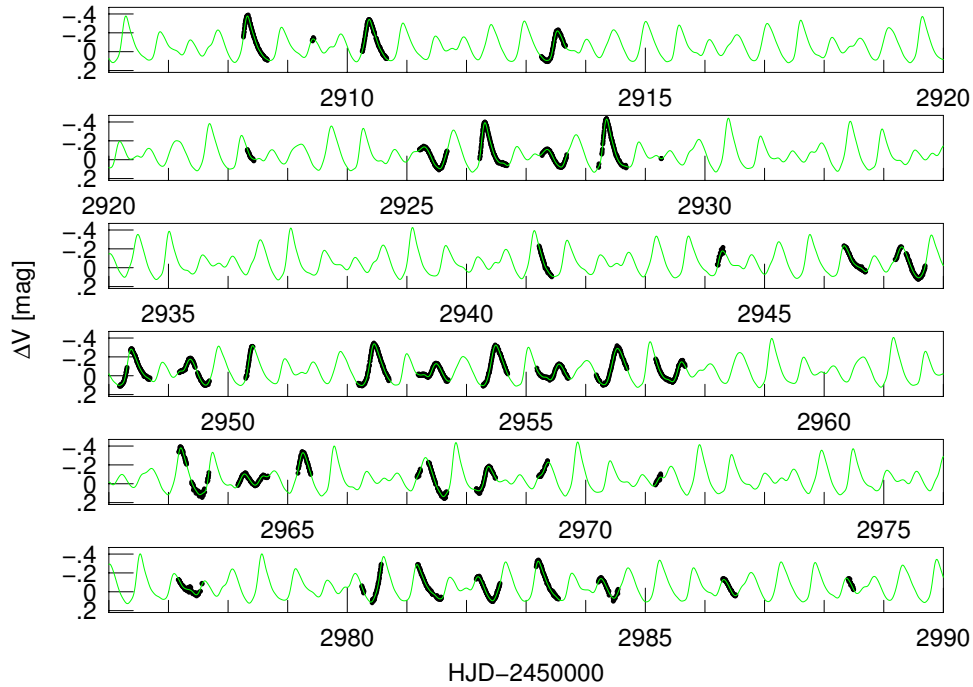
A V823 Cas fénygörbéjének illesztését

$$A_0 + \sum_{i=-N_i}^{N_i} \sum_{j=-N_j}^{N_j} \sum_{k=-N_k}^{N_k} A_{ijk} \cos(2\pi(i f_0 + j f_1 + k f_2) + \phi_{ijk}) + A' \cos(2\pi f_3 + \phi')$$

alakban írhatjuk le.

A_{ijk} , illetve ϕ_{ijk} a $i f_0 + j f_1 + k f_2$ frekvenciakomponenshez tartozó amplitúdó, illetve fázis. Eszerint $A_{100} = A(f_0)$, $A_{010} = A(f_1)$ és $A_{001} = A(f_2)$.

A különböző színek és színindexek illesztésének amplitúdói és fázisai, valamint a megoldásban szereplő frekvenciák (f_0 , f_1 és f_2) megfelelő lineáris kombinációjával



3.14. ábra: A V823 Cas V fénygörbéje a 3.6. és a 3.7. táblázatban megadott Fourier-megoldással illesztve

való azonosítása a 3.6. és a 3.7. táblázatban szerepelnek.

Kétmódusú cefeidák modell-szimulációjának elemzésével Antonello & Aikawa (1998) rámutattak, hogy a nemlineáris csatolási frekvenciák amplitúdója nagyobb akkor, amikor a frekvenciaösszetevők mind pozitív előjelűek ($i, j, k \geq 0$), mint amikor valamelyik frekvencia-összetevő negatív előjellel szerepel. Méréseink megerősítik ezt az eredményt, a 3.6. táblázat adatai alapján csupán egy ellenpéldát találni:

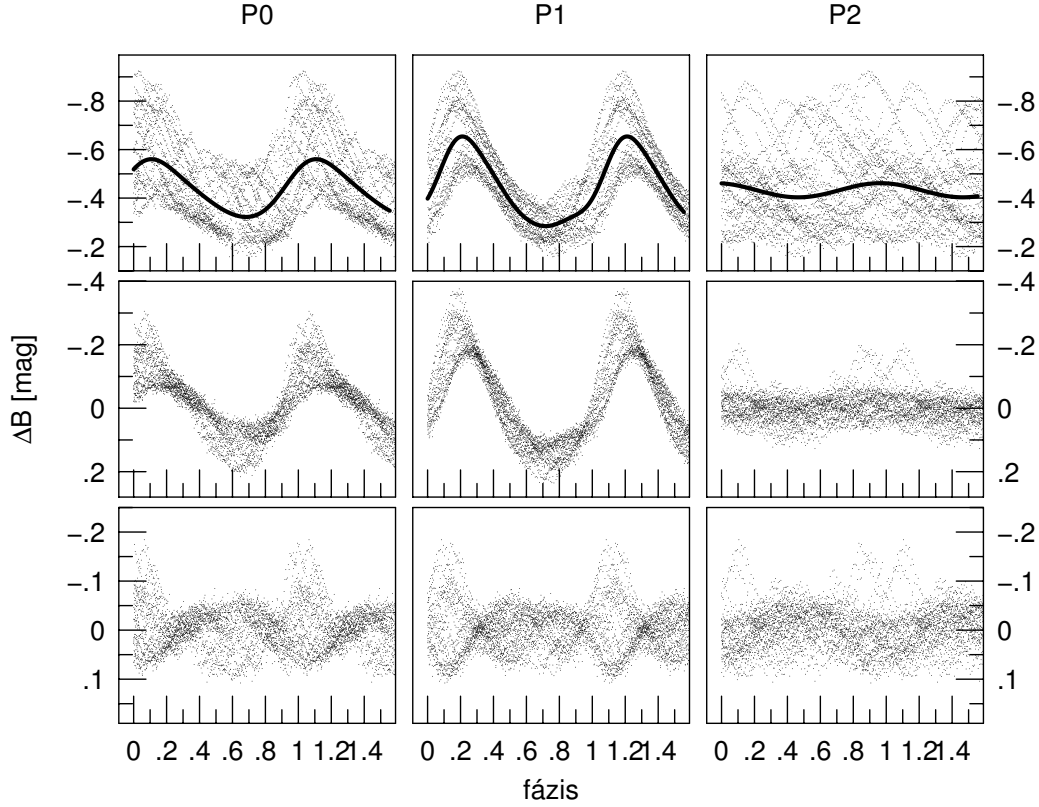
$$A(2f_1 - f_0) > A(2f_1 + f_0).$$

A kiterjedt mérések nemcsak a radiális módusoknak megfelelő fényváltozás pontos meghatározását tették lehetővé, hanem azt is, hogy a csatolási tagok amplitúdó- és fázisviszonyait tanulmányozni lehessen. Kevés hasonló vizsgálat áll rendelkezésre, mind mérési, mind elméleti oldalról.

A lineáris kombinációs frekvenciák fázisviszonyának jellemzésére a radiális módusokéhoz képest, a felharmonikus frekvenciák epochafüggetlen fáziskülönbségeinek analógiája alapján Antonello (1994) az általánosított fáziskülönbségek alábbi definícióját adta:

$$G_{ijk} = \phi_{ijk} - (i\phi_{100} + j\phi_{010} + k\phi_{001}).$$

A különböző frekvenciakomponensek amplitúdóviszonya a radiális módusokéhoz



3.15. ábra: A V823 Cas fénygörbéje a három radiális módus periódusa szerint. A felső ábrák a mérések fázisgörbéit mutatják az alpmódus, az első és a második felhang periódusa szerint. A középső ábrák ugyanezt ábrázolják a másik két módusnak megfelelő fényváltozás levonása után. Az alsó ábrasor a maradék fényváltozás (mindhárom módus kivonása után) fázisgörbéit mutatja. Szembetűnő, hogy a maradék fényváltozás, amelyet a csatolási tagok hoznak létre, akkor mutat nagy amplitúdójú ($\Delta B > 0,2$ mag) változást, amikor mindhárom módus maximumfázis környékén van. Ez a rezonancia jellegű viselkedés okozza a csatolási tagok relatív fázisaiban tapasztalható koherenciát

képest az alábbi formulával (Jurcsik et al., 2005c) határozható meg:

$$R_{ijk} = (|i| + |j| + |k|)A_{ijk}/(|i|A_{100} + |j|A_{010} + |k|A_{001}).$$

A B fénygörbére a csatolási frekvenciák R_{ijk} és G_{ijk} paraméterei a 3.8. táblázatban szerepelnek, változásukat a magasabb rendek felé (rendszám= $|i| + |j| + |k|$) a 3.16. ábra szemlélteti. Az R_{ijk} és G_{ijk} lehetséges bizonytalanságának érzékeltetésére a 3.8. táblázatban az $A_{ijk}(B)$ amplitúdót és ϕ_{ijk} hibáját is feltüntettük.

Az általánosított amplitúdóarányok, a felharmonikus frekvenciák amplitúdóinak

3.6. táblázat: A V823 Cas fényváltozását leíró frekvenciák azonosítása és a frekvenciák amplitúdói $B, V, R_c, I_c, B - V, V - R_c, V - I_c$ színekben

Azonosítás			frekvencia	A_B	A_V	A_{R_c}	A_{I_c}	A_{B-V}	A_{V-R_c}	A_{V-I_c}
			ciklus/nap	mmag						
–	$+f_1$	–	1.950515	176.45	130.23	102.37	79.59	46.42	28.01	51.22
–	$+2f_1$	–	3.901030	37.15	28.19	21.97	17.17	8.77	6.31	11.09
–	$+3f_1$	–	5.851545	13.13	10.25	7.67	6.96	3.00	2.54	3.25
–	$+4f_1$	–	7.802060	3.62	3.08	2.52	2.27	0.50	0.60	1.11
f_0	–	–	1.494765	115.95	86.00	67.10	52.28	30.17	19.26	34.60
$2f_0$	–	–	2.989530	16.64	12.28	9.78	8.09	4.41	2.49	4.20
$3f_0$	–	–	4.484295	2.14	1.30	0.88	0.99	1.31	1.29	1.31
–	–	$+f_2$	2.433590	29.16	22.04	17.67	13.57	7.21	4.37	8.47
f_0	$+f_1$	–	3.445280	44.77	34.02	26.97	20.54	11.23	6.87	13.22
$-f_0$	$+f_1$	–	0.455750	25.10	19.45	15.45	12.15	5.67	4.02	7.28
$2f_0$	$+f_1$	–	4.940045	11.76	8.79	7.30	5.99	3.17	1.47	2.74
$2f_0$	$-f_1$	–	1.039015	5.26	3.72	3.74	2.68	1.70	0.44	1.01
$3f_0$	$+f_1$	–	6.434810	3.44	2.12	1.56	1.56	1.28	0.62	0.77
–	$+f_1$	$+f_2$	4.384105	10.11	8.07	6.31	4.43	2.29	1.79	3.73
–	$-f_1$	$+f_2$	0.483075	6.94	5.43	3.88	3.35	1.43	1.64	2.13
f_0	$+f_1$	$+f_2$	5.878870	4.87	3.18	1.93	2.39	1.69	1.40	0.96
$-f_0$	$+f_1$	$+f_2$	2.889340	4.16	3.21	2.73	2.06	0.93	0.63	1.21
f_0	$-f_1$	$+f_2$	1.977840	4.16	3.24	2.52	2.15	1.19	0.94	1.55
$2f_0$	$+f_1$	$+f_2$	7.373635	1.56	1.52	1.33	0.76	0.25	0.27	0.80
f_0	$+2f_1$	–	5.395795	10.70	7.91	5.97	4.51	2.78	2.10	3.41
$-f_0$	$+2f_1$	–	2.406265	13.50	10.48	8.67	6.56	2.97	1.88	4.00
$2f_0$	$+2f_1$	–	6.890560	3.82	3.05	2.27	1.89	0.68	1.03	1.31
$-2f_0$	$+2f_1$	–	0.911500	2.07	1.92	1.25	0.89	0.17	0.70	1.24
–	$+2f_1$	$+f_2$	6.334620	5.89	4.18	3.22	2.61	1.71	0.97	1.63
f_0	$+2f_1$	$+f_2$	7.829385	2.52	2.09	1.56	1.46	0.42	0.55	0.95
$-f_0$	$+2f_1$	$+f_2$	4.839855	2.11	1.14	0.73	0.22	1.31	0.33	0.76
f_0	$+3f_1$	–	7.346310	6.33	4.80	3.56	3.20	1.65	1.19	1.64
$-f_0$	$+3f_1$	–	4.356780	3.50	3.15	2.63	1.55	0.39	0.65	1.76
$2f_0$	$+3f_1$	–	8.841075	1.72	1.58	0.63	0.53	0.52	0.95	1.15
–	$+3f_1$	$+f_2$	8.285135	3.05	2.19	1.27	1.62	1.00	0.91	0.59
–	$+3f_1$	$-f_2$	3.417955	2.16	1.57	1.56	1.29	0.50	0.19	0.31
f_0	$+4f_1$	–	9.296825	2.89	1.82	1.65	1.25	1.19	0.29	0.58
f_0	–	$+f_2$	3.928355	6.01	4.22	3.17	3.36	1.88	1.11	0.80
$-f_0$	–	$+f_2$	0.938825	2.45	2.22	1.12	1.16	0.71	1.12	1.47
f_3	–	–	0.817000	4.02	2.27	1.87	1.43	1.73	0.49	0.89

3.7. táblázat: A megfigyelt frekvenciák fázisai $B, V, R_c, I_c, B - V, V - R_c, V - I_c$ színekben koszinusz-felbontás szerint $T_0 = 2\,452\,908$ kezdeti epochával számítva.

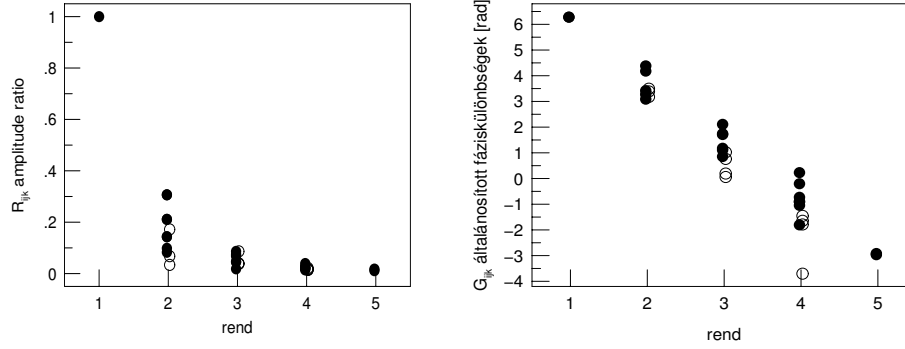
Azonosítás			frekvencia	Φ_B	Φ_V	Φ_{R_c}	Φ_{I_c}	Φ_{B-V}	Φ_{V-R_c}	Φ_{V-I_c}
			ciklus/nap	fok						
–	$+f_1$	–	1.950515	–85.24	–86.21	–87.87	–90.72	–82.60	–80.09	–79.14
–	$+2f_1$	–	3.901030	17.17	16.42	15.56	14.11	20.43	18.79	19.82
–	$+3f_1$	–	5.851545	167.96	165.83	165.24	167.21	179.39	166.14	161.51
–	$+4f_1$	–	7.802060	–40.83	–40.81	–36.70	–24.62	–46.76	–57.82	–74.12
f_0	–	–	1.494765	–9.53	–11.77	–14.50	–18.37	–3.11	–2.26	–1.81
$2f_0$	–	–	2.989530	220.48	218.75	217.74	215.09	225.52	222.46	225.57
$3f_0$	–	–	4.484295	69.47	66.47	57.45	58.57	247.29	66.61	66.60
–	–	$+f_2$	2.433590	–32.64	–33.35	–34.37	–34.62	–30.66	–29.49	–31.23
f_0	$+f_1$	–	3.445280	156.53	156.86	157.49	157.50	156.46	154.16	155.79
$-f_0$	$+f_1$	–	0.455750	124.69	124.51	123.20	125.22	124.11	130.23	123.71
$2f_0$	$+f_1$	–	4.940045	16.59	18.51	20.08	21.15	7.98	14.15	14.22
$2f_0$	$-f_1$	–	1.039015	124.89	131.37	138.78	130.44	108.37	43.21	135.37
$3f_0$	$+f_1$	–	6.434810	259.64	248.62	244.81	234.59	275.08	259.32	277.82
–	$+f_1$	$+f_2$	4.384105	78.22	81.44	82.74	80.75	55.23	82.75	85.81
–	$-f_1$	$+f_2$	0.483075	234.69	235.40	230.99	238.92	229.87	246.51	230.05
f_0	$+f_1$	$+f_2$	5.878870	–78.41	–78.36	–62.65	–65.54	–79.30	–98.87	–108.18
$-f_0$	$+f_1$	$+f_2$	2.889340	255.21	262.08	253.65	252.93	235.83	295.82	273.64
f_0	$-f_1$	$+f_2$	1.977840	54.17	67.07	57.34	46.21	10.08	96.75	98.38
$2f_0$	$+f_1$	$+f_2$	7.373635	119.60	131.29	137.83	145.01	44.71	91.55	116.02
f_0	$+2f_1$	–	5.395795	–80.14	–77.50	–70.74	–72.81	–88.61	–96.49	–83.44
$-f_0$	$+2f_1$	–	2.406265	242.97	240.53	238.93	237.65	249.56	249.04	245.89
$2f_0$	$+2f_1$	–	6.890560	158.83	158.21	171.31	170.19	169.90	126.06	138.32
$-2f_0$	$+2f_1$	–	0.911500	–3.69	2.88	3.42	–27.58	–77.19	0.01	22.05
–	$+2f_1$	$+f_2$	6.334620	224.63	224.04	228.02	217.36	225.35	209.85	234.81
f_0	$+2f_1$	$+f_2$	7.829385	95.76	91.42	94.31	114.91	112.82	84.46	55.10
$-f_0$	$+2f_1$	$+f_2$	4.839855	72.13	78.17	67.14	108.60	71.59	104.80	66.94
f_0	$+3f_1$	–	7.346310	43.06	41.77	41.87	49.15	43.61	42.78	28.25
$-f_0$	$+3f_1$	–	4.356780	30.46	39.13	33.64	38.47	–44.35	54.05	35.88
$2f_0$	$+3f_1$	–	8.841075	–81.99	–67.51	–65.18	–37.29	–147.19	–68.90	–79.12
–	$+3f_1$	$+f_2$	8.285135	29.87	20.70	18.68	21.75	54.73	21.53	13.96
–	$+3f_1$	$-f_2$	3.417955	34.45	48.91	52.36	43.12	–1.11	–12.86	58.26
f_0	$+4f_1$	–	9.296825	199.65	185.55	178.67	191.70	218.01	236.97	175.97
f_0	–	$+f_2$	3.928355	134.81	135.73	141.33	137.49	140.06	114.45	123.12
$-f_0$	–	$+f_2$	0.938825	171.24	155.66	169.61	197.53	222.10	141.50	124.41
f_3	–	–	0.817000	76.96	82.20	75.96	76.14	68.92	108.98	92.31

3.8. táblázat: A B fénygörbemekoldás általánosított fáziskülönbségei és amplitúdóarányai :

$$G_{ijk} = \phi_{ijk} - (i\phi_{100} + j\phi_{010} + k\phi_{001}),$$

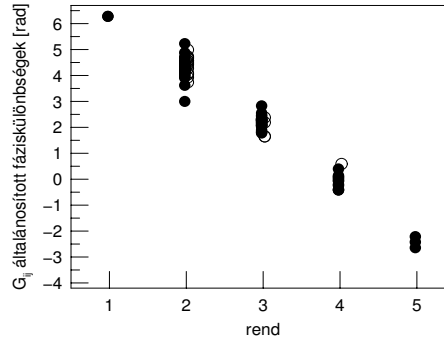
$$R_{ijk} = (|i| + |j| + |k|)A_{ijk}/(|i|A_{100} + |j|A_{010} + |k|A_{001}).$$

rend	i	j	k	frekvencia	$A(B)$	R_{ijk}	$\sigma(\Phi_{ijk})$	$G_{ijk}[\text{rad}]$
1	0	1	0	1.950515	0.1765	1.000	0.002	0.000
	1	0	0	1.494765	0.1160	1.000	0.003	0.000
	0	0	1	2.433590	0.0292	1.000	0.011	0.000
2	1	1	0	3.445280	0.0448	0.307	0.008	4.384
	0	2	0	3.901030	0.0372	0.211	0.008	3.273
	-1	1	0	0.455750	0.0251	0.172	0.013	3.496
	2	0	0	2.989530	0.0166	0.143	0.020	4.179
	0	1	1	4.384105	0.0101	0.099	0.035	3.421
	0	-1	1	0.483075	0.0069	0.068	0.059	3.176
	1	0	1	3.928355	0.0060	0.083	0.055	3.087
	-1	0	1	0.938825	0.0025	0.172	0.149	3.390
3	-1	2	0	2.406265	0.0135	0.087	0.025	0.763
	0	3	0	5.851545	0.0131	0.075	0.026	1.108
	2	1	0	4.940045	0.0118	0.086	0.028	2.109
	1	2	0	5.395795	0.0107	0.069	0.031	1.742
	0	2	1	6.334620	0.0059	0.046	0.059	1.179
	2	-1	0	1.039015	0.0053	0.039	0.063	1.024
	1	1	1	5.878870	0.0049	0.046	0.069	0.855
	-1	1	1	2.889340	0.0042	0.039	0.090	0.059
	1	-1	1	1.977840	0.0042	0.039	0.080	0.194
	3	0	0	4.484295	0.0021	0.018	0.180	1.711
4	1	3	0	7.346310	0.0063	0.039	0.054	5.378
	2	2	0	6.890560	0.0038	0.026	0.087	6.077
	0	4	0	7.802060	0.0036	0.021	0.093	5.236
	-1	3	0	4.356780	0.0035	0.022	0.095	4.826
	3	1	0	6.434810	0.0034	0.026	0.094	6.510
	0	3	1	8.285135	0.0031	0.022	0.103	5.551
	1	2	1	7.829385	0.0025	0.020	0.124	5.380
	0	3	-1	3.417955	0.0022	0.016	0.160	4.492
	-1	2	1	4.839855	0.0021	0.017	0.162	4.635
	-2	2	0	0.911500	0.0021	0.014	0.150	2.577
	2	1	1	7.373635	0.0016	0.014	0.211	4.475
5	1	4	0	9.296825	0.0029	0.018	0.111	3.314
	2	3	0	8.841075	0.0017	0.011	0.193	3.363



3.16. ábra: A V823 Cas fényváltozásában megjelenő különböző rendű csatolási frekvenciák amplitúdóarányai és fázisviszonyai. Üres körök jelzik azokat a komponenseket, amelyek negatív frekvenciatagot is tartalmaznak (i, j vagy k negatív). Az amplitúdók a rendszámmal exponenciálisan csökkennek, a fázisviszonyok értékei adott rendszámnál nem mutatnak nagy eltéréseket. Az egymás utáni rendek fázisai $\sim (3/4)\pi$ szerinti haladvánnyal csökkennek

3.17. ábra: Kétmódusú cefeidák G_{ij} fáziskülönbségei növekvő rendek szerint Poretti & Pardo (1997) munkája nyomán. A cefeidák megfigyelt kombinációs frekvenciáinak fázisviszonyai a V823 Cas-hoz hasonló, valamivel kisebb meredekségű haladványt mutatnak



viselkedéséhez hasonlóan, a magasabb rendek felé exponenciálisan csökkennek.

A kétmódusú cefeidákra Poretti & Pardo (1997) kimutatták, hogy az azonos rendű frekvenciák fázisa nem tér el egymástól jelentősen. Ezt az eredményt részben Antonello & Aikawa (1998) modellszámításai is alátámasztották, a modellek azonban csak a 2. rendű fáziskülönbségeket mutatták közel azonos értékűeknek.

Az azonos rendű frekvenciakomponensek G_{ijk} fáziskülönbségei a V823 Cas esetében is koherensek (lásd 3.16. ábra). A növekvő rendszámmal G_{ijk} értékei rendre $\sim (3/4)\pi$ -vel kisebb értékűek.

A Poretti & Pardo (1997) által vizsgált kétmódusú cefeidák 2., 3., 4. és 5. rendű frekvenciakülönbségeinek átlagértéke rendre 4, 31; 2, 17; $-0, 04$; $-2, 43$ (lásd 3.17. ábra). A V823 Cas esetében ezek az értékek kb. $\pi/4$ -gyel kisebbek: 3, 55; 1, 07; $-1, 27$; $-2, 94$. Mivel a Poretti & Pardo (1997) által használt minta hosszabb periódusú ($P > 2$ nap) cefeidákat tartalmazott, s ezen a mintán a G_{ij} értékek a periódus szerinti haladványt

is mutatnak, a V823 Cas szisztematikusan kisebb G_{ijk} értékeit a rövidebb periódussal magyarázzuk.

A különböző frekvenciákhoz tartozó fázisok koherenciáját csak a módusok közti rezonancia hatásaként lehet magyarázni. A 3.15. ábra alapján, a V823 Cas esetében valóban rezonanciajelenséget tapasztalunk. Az alsó ábrásor, amelyen az adatokból a három módus periódusának megfelelő fényváltozás már ki lett vonva, a radiális módusok periódusa szerint még mindig ‘reguláris’ viselkedést mutat. Kiemelkedő maradvány-amplitúdó azokban a fázisokban jelentkezik, amikor mindhárom radiális módus egyidejűleg maximumfényesség környékén van.

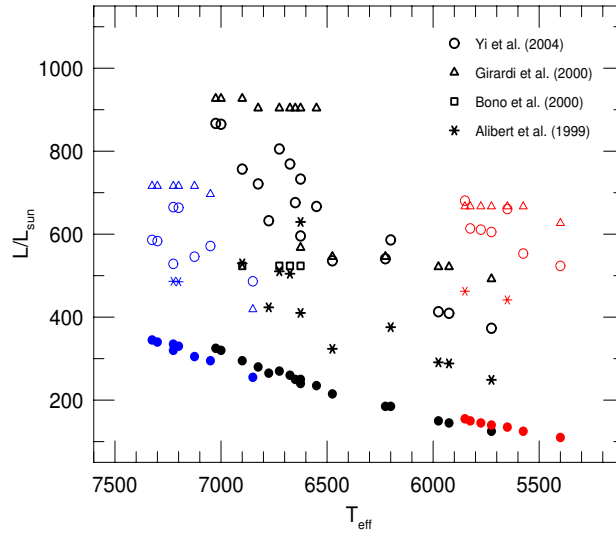
A V823 Cas periódusainak értelmezése

A 3.13. ábrán a két- és hárommódusú radiális pulzátorok periódusarányait mutatuk be. Szemben a másik két galaktikus hárommódusú változó periódusaival, a V823 Cas periódusai jelentősen eltérnek a többi változó által kijelölt értékektől. Mivel a V823 Cas P_2/P_1 periódusaránya nem mutat diszkrepanciát, a P_1/P_0 várhatóánál 0,02-dal nagyobb értékét valószínűleg az alpmódus periódusának (P_0) anomáliája okozhatja.

A galaktikus, LMC és SMC kétmódusú cefeidák P_1/P_0 periódusaránya a 3.13. ábrán három jól elkülöníthető egyenesre illeszkedik. Ezt a három csoport fémtartalmának eltérése ($Z = 0,02; 0,008; 0,004$) magyarázza. Kérdés, hogy a V823 Cas anomális P_1/P_0 periódusarányát lehet-e szintén erős fémszegénységgel magyarázni.

A lineáris pulzációs modellek periódusainak, periódusarányainak a valódi nem-lineáris modellektől való eltérései elhanyagolhatóak (Antonello & Aikawa, 1998; Moskalik & Dziembowski, 2005). Ezért a V823 Cas periódusarányait Kovács & Buchler (1994) széles körű lineáris modellcsaládjának eredményei alapján próbáltuk értelmezni. A V823 Cas periódusarányait a $Z = 0,02 - 0,004$ fémtartalmú lineáris modellek közül néhány a lehetséges bizonytalanságokon belüli pontossággal adja vissza. Mivel a galaktikus, LMC, SMC cefeidák is ezt a fémtartalom-tartományt fogják át, de P_1/P_0 periódusarányaik szisztematikusan kisebbek, mint a V823 Cas-é, nem biztos, hogy a V823 Cas periódusarányaira kapott lineáris modellek valódi csillagokat írnak le. Ez akkor teljesülne, ha ezeknek a modelleknek a paraméterkombinációja (L, T_{eff}, M, Z) az instabilitási sávon belülre esik, és a fejlődési modelleknek megfelelő.

A 3.18. ábrán az instabilitási sávon belülre eső pulzációs megoldásokat fejlődési modelleredményekkel hasonlítjuk össze. Az ábrán kék, fekete és piros pontokkal ábrázoltuk a V823 Cas periódusarányai $Z = 0,004, 0,01, 0,02$ fémtartalmú pulzációs megoldásainak luminozitását a hőmérséklet függvényében. A fémszegény $Z = 0,001$ modellek megoldásai az instabilitási sávon kívül, túl magas hőmérsékleteknél vannak. A rendelkezésre álló fejlődési modellek (Yi et al., 2004; Girardi et al., 2000; Bono et al., 2000; Alibert et al., 1999) közül a pulzációs megoldásokkal azonos tömegű



3.18. ábra: A V823 Cas periódusarányainak lehetséges pulzációs megoldásai fejlődési modelleredményekkel összehasonlítva. A kék, fekete és piros pontok Kovács & Buchler (1994) modelljei alapján a $Z = 0,004; 0,01; 0,02$ fémtartalmú pulzációs megoldásokat jelölik. A lehetséges legkisebb fényességű, a pulzációs megoldásokkal azonos fémtartalmú és tömegű fejlődési modelleket szintén feltüntettük. Ezek a pulzációs megoldásoknál minden esetben néhány száz Nap-luminozitással fényesebbek. Az eltérés arra mutat, hogy a lehetséges pulzációs megoldások nem feleltethetők meg valódi csillagoknak

és fémtartalmú modellek lehetséges legkisebb fényességű helyzetét (ami az instabilitási sáv első keresztezésének – first crossing – felel meg) szintén feltüntettük. A pulzációs megoldások a lehetséges fejlődési útvonalak által definiáltnál néhány száz Nap-luminozitásnyival halványabbak. Ez a szignifikáns különbség azt jelenti, hogy a pulzációs megoldások olyan csillagmodellekre mutatnak, amelyeknek megfelelő csillagok a valóságban nem fordulnak elő.

Morgan & Welch (1997) kétmódusú cefeida-modellsorozata is arra mutat, hogy a $P1/P0$ periódusarány cefeidáknál sohasem lehet 0,750-nél nagyobb, míg a V823 Cas esetében ez 0,766. Adott periódusnál a $P1/P0$ periódusarány két módon növelhető. Egyrészt a fémtartalom, másrészt a luminozitás/tömeg arány csökkentésével.

A V823 Cas esetében a két lehetőség egyike sem ad a fejlődési modellekkel egybevághó, az instabilitási sávon belülre eső megoldást. Annak oka, hogy a V823 Cas periódusait a modellek konzisztens módon nem tudják reprodukálni, valószínűleg nem a modellek más esetekben ellenőrzöten bevált megoldásainak tökéletlensége, hanem a V823 Cas $P0$ periódusának valami okból anomális értéke lehet.

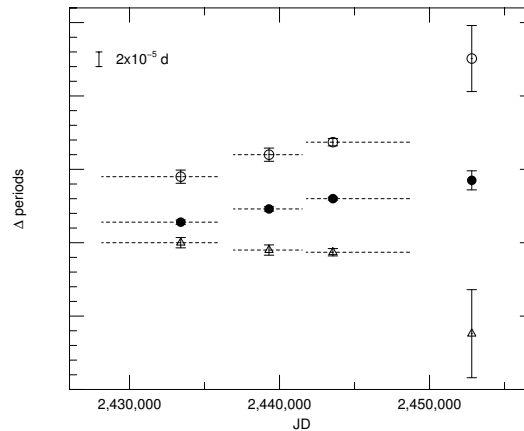
Periódusváltozások

Mi magyarázhatja a V823 Cas $P0$ periódusának kiugró értékét? Mivel a V823 Cas fotografikus megfigyelései a 20. század közepén kezdődtek, elegendő adat áll rendelkezésre a három módus periódus-, illetve amplitúdóváltozásának vizsgálatára.

A fotografikus méréseket 10–20 éves adatsorokra bontva, 3 időszakra sikerült megbízhatóan a módusok periódusát és amplitúdóját meghatározni. Ezeket az eredményeket és a CCD B mérésekre kapott értékeket, valamint a másik hasonló periódusú hárommódusú változó, az AC And periódusváltozásait a 3.9. táblázatban foglaltuk össze.

A V823 Cas első felhangjának és az AC And mindhárom módusának periódusváltozása megegyezik a fejlődési modellek alapján az instabilitási sávon a csillag első áthaladásakor várhatóval. A V823 Cas alaphangjának és második felhangjának periódusváltozása ettől eltérő; a $P0$ periódusnövekedése gyorsuló, míg a $P2$ egyre határozottabb perióduscsökkenést mutat.

A második felhangnak nemcsak a periódusa változott meg jelentősen az elmúlt 10–15 év során, de az amplitúdója is. A kezdeti fotografikus mérések a $P2$ -t még 0,07 mag amplitúdójúnak mutatták, mára ez 0,03 mag-ra csökkent. A $P2$ hirtelen amplitúdócsökkenése arra mutat, hogy ez a módus valószínűleg ‘kihalóban’ van, s ez okozhatja a fejlődésivel ellentétes irányú periódusváltozását is. Bár stabil hárommódusú modellt még nem sikerült előállítani, így nem ismerjük pontosan azt a paramétertartományt, ahol a három legelső radiális módus egyidejűleg gerjesztődhet, ez a tartomány



3.19. ábra: A V823 Cas periódusainak változásai. A $P0$ – 0,66854-et üres kör; a $P1$ – 0,51240-et pont; a $P2$ – 0,66854-et háromszög jelöli. A vízszintes szaggatott vonalak azt az időintervallumot mutatják, amelyre az adott periódusérték érvényes

3.9. táblázat: A V823 Cas és az AC And periódusai és periódusváltozási rátái

JD-2 400 000	P_0 [d]	$2\sigma(P_0)$	$Amp(P_0)$	P_1 [d]	$2\sigma(P_1)$	$Amp(P_1)$	P_2 [d]	$2\sigma(P_2)$	$Amp(P_2)$
V823 Cas									
29 076 – 36 540	0,668840	,000009	0,13	0,512628	,000003	0,17	0,411040	,000007	0,07
37 575 – 42 016	0,668870	,000009	0,12	0,512646	,000003	0,17	0,411030	,000007	0,05
42 273 – 49 033	0,668887	,000005	0,13	0,512660	,000002	0,18	0,411027	,000005	0,05
52 908 – 52 988	0,669001	,000045	0,12	0,512685	,000013	0,18	0,410916	,000060	0,03
AC And									
25 540 – 27 278	0,711217	,000011		0,525108	,000008		0,421063	,000016	
30 258 – 35 009	0,711227	,000001		0,525130	,000001		0,421067	,000001	
36 459 – 37 949	0,711232	,000002		0,525133	,000001		0,421072	,000002	
47 864 – 49 039	0,711253	,000014		0,525155	,000009		0,421088	,000014	
Periódusváltozási ráták	\dot{P}_0/P_0		\dot{P}_1/P_1		\dot{P}_2/P_2	[Mév ⁻¹]			
V823 Cas	nő		2,17		csökken				
AC And	0,71		0,79		1,08				

azonban bizonyára nem lehet túl széles. Az instabilitási sáv első keresztezésekor a csillag hőmérséklete csökken, az instabilitási sávot a melegebb hőmérsékletek irányából a hidegebb tartományok felé haladva keresztezi. A magasabb felhangok magasabb hőmérsékleteknél gerjesztődnek, ezért az első keresztezés során megfigyelt hárommódusú csillagoknál a fejlődés iránya alapján is a második felhang kihalása várható.

De hogy magyarázzuk ezzel a P_0 periódus anomális értékét? A P_0 és a P_2 elentétes irányú periódusváltozása érdekes lehetőséget rejt. A megfigyelt periódusváltozási ütem alapján csupán ~ 3000 évvel visszaextrapolálva a periódusértékeket, olyan periódusértékekhez jutunk, amelyek kielégítik az $f_0 + f_2 = 2f_1$ rezonanciakapcsolatot. Ebben az állapotban mind a P_1/P_0 , mind a P_2/P_1 anomális értékű volt: 0,7668, illetve 0,8109. Ennek a rezonanciának a maradványa lehet a $2f_1 - f_0$ csatolási frekvencia korábban már említett szokatlanul nagy amplitúdója.

Amennyiben ez a rezonanciakapcsolat valóban fennállt, és ez kötötte a periódusokat valamelyest anomális értékekhez, a második felhang kihalásával a rezonancia is gyengül, illetve megszűnik, és ezzel a periódusok már felvehetik perturbálatlan sajátértékeiket. Amennyiben a P_0 és a P_1 az elmúlt 20 évre érvényes eltérő periódusváltozási üteme a továbbiakban fennmarad, azaz:

$$\dot{P}_1/P_1 - \dot{P}_0/P_0 = C < 0, \quad C \sim konstans,$$

akkor ez a P_1/P_0 periódusarány időben C-vel exponális változását jelenti az alábbiak szerint:

$$\frac{d(P_1/P_0)}{dt} = P_1/P_0 \times (\dot{P}_1/P_1 - \dot{P}_0/P_0) = C \times P_1/P_0.$$

Azaz:

$$(P_1/P_0)_t = (P_1/P_0)_{t=0} \times e^{Ct}.$$

A periódusváltozás időben exponenciális változása azt jelenti, hogy csillagászati értelemben rendkívül rövid időskálán, 10–20 ezer év alatt a P_1/P_0 periódusarány anomális 0,766 értékéről a megfelelő 0,745 értékre csökkenhet.

A rendkívül ritka hárommódusú változók esetében az $f_0 + f_2 = 2f_1$ rezonancia-kapcsolat megvalósulásának lehetőségét még nem vizsgálták. A fentebb felvázolt lehetőség a V823 Cas periódusainak és periódusváltozásainak értelmezésére, miszerint a második felhang kihalásával a periódusok ‘kiszabadulnak’ egy $f_0 + f_2 = 2f_1$ rezonanciakapcsolatból, a hárommódusú változók vizsgálata során komoly bizonytalanságot jelent mind a megfigyelt periódusok alapján a fizikai paraméterek meghatározásában, mind a megfigyelt periódusváltozásokból a fejlődési állapotra vonatkozó következtetések levonásában.

A V823 Cas példája arra mutat, hogy a hárommódusú csillagok periódusai nagyon gyors, tranziens változásokat tükrözhetnek, értékük nem biztos, hogy mindig a csillag szerkezetét, fizikai paramétereit tükrözi. Hasonlóan meglepő, a csillagfejlődés alapján vártnál lényegesen gyorsabb periódusváltozásokat mutatott ki Moskalik & Dziembowski (2005) az LMC-ben talált két hárommódusú változó esetében is.

4. fejezet

Zárszó

A tudományos munka hajtómotorja az ismeretlen megismerésének vágya: Univerzumunk bármely szegletét tesszük tüzetesebb vizsgálat tárgyává, számos jelenséget találunk, amelyet alig ismerünk és még kevésbé értünk.

Feladatunk nem egy fizika- vagy matematikapélda megoldása, ahol létezik megoldás és 'jó' eredmény; sokszor az is nehezen dönthető el, hogy érdeklődésünk tárgyát milyen módszerrel kell vizsgálni ahhoz, hogy eredményt érjünk el. A rendelkezésre álló információ hiányosságai miatt abban sem lehetünk mindig biztosak, hogy kérdésfeltevésünk a helyes irányba tereli munkánkat; néha zsákutcába jutunk, s hónapok kitartó munkájáról kell belátnunk, hogy az nem vezetett eredményre. A kutatómunka talán legfontosabb feladata megtalálni a 'jó' kérdéseket, amelyeket aztán különböző szempontok szerint körbejárva, legtöbbször nem válaszokhoz, hanem csak még több megválaszolni való kérdéshez jutunk. Munkánkat ez teszi soha nem lezárttá, s ez ad késztetést a sokszor kimerítő, aprólékos, sok türelmet igénylő részfeladatok elvégzéséhez is.

Dolgozatomban alapvetően az elmúlt öt évben elért tudományos eredményeimet mutattam be, amelyek szerves folytatásai korábbi munkáimnak, s számos olyan kérdést vetnek fel, amelyek vizsgálata további kutatásaim tárgya lehet. Dolgozatom nem kerek, lezárt; minden témakörben amelyben új eredményt értem el, számos megismert jelenség még magyarázatra vár.

5. fejezet

Melléklet

A dolgozatomban nem részletezett fontos kutatási eredményeim összefoglalása

- Az RR Lyrae csillagok vizsgálata
 - A fénygörbe–fémtartalom kapcsolat meghatározásához elengedhetetlenül szükségessé vált olyan $[\text{Fe}/\text{H}]$ skála definiálása amely mind mező-, mind halmazváltozókra egységesen igaz. Kizárólag a közvetlenül, nagy felbontású spektrumok elemzéséből kapott $[\text{Fe}/\text{H}]$ értékeket használva sikerült ilyen fémtartalomskálát definiálni, s egyben kimutatni, hogy a gömbhalmazokra általánosan használt Zinn & West-fémskála a magasabb fémtartalmú tartományokban torzított értéket ad. (Jurcsik, J. 1995, Acta Astronomica, 45, 653)
 - Az RRab csillagok fizikai paraméterei ($[\text{Fe}/\text{H}]$, M_V , $B_0 - V_0$, I_0 , K_0) és fénygörbéjük alakja (Fourier-paraméterek) között fennálló összefüggéseket határoztunk meg. Ezek az eredmények lehetővé tették, hogy a változók fémtartalmában több gömbhalmaz és a Sculptor törpegalaxis esetében is eltéréseket mutassunk ki, meghatározzuk a halmazok korában mutatkozó különbségeket, kiszámítsuk a változók vörösödését és valódi távolságát, valamint, hogy több halmaz esetében is bebizonyítsuk, hogy a halmaz csillagainak vörösödése nem tekinthető egyformának. (Jurcsik, J. & Kovács, G. 1995 ASPCS Vol. 83, 385; Jurcsik, J. & Kovács, G. 1996 A&A 312, 111; Kovács, G. & Jurcsik, J. 1996 ApJ, 466, L17; Kovács, G. & Jurcsik, J. 1997 A&A, 322, 218)
 - Az RRab csillagok által definiált, empirikus módszerekkel meghatározott instabilitási sávról kitűnt, hogy az jelentősen eltér a modellszámítások eredményeként kapottól mind szélességét, mind dőlését tekintve. (Jurcsik, J. 1998, A&A, 333, 571; Jurcsik, J. 1998 IAU Symp 181, 261)

- Sikerült bebizonyítani, hogy a Kurucz-modellek szintetikus színei és az RRab csillagokra kapott valódi színek konzisztens mennyiségeknek tekinthetők. Ezáltal meghatározhatóvá vált az ismert fénygörbéjű RRab csillagok luminozitása, hőmérséklete és tömege is a Kurucz-modellek és pulzációs modellek felhasználásával. Közel 300 csillag fénygörbéjét használva kitűnt, hogy a nulla korú horizontális ágról jelentősen elfejlődött csillagok főként a legfémszegényebb változók között találhatók. Lehetőség nyílt a Sandage-féle perióduseltolódás megértésére is az RRab csillagok által elfoglalt instabilitási tartományban a fizikai paraméterek közti összefüggések alapján. (Jurcsik, J. 1998, A&A, 333, 571)
- A fizikai paraméterek fémtartalomtól való függését vizsgálva, az eredményeket fejlődési modellekkel összehasonlítva kellő egyezés tapasztalható, de egyes paraméterek nullpontja szisztematikusan eltérő. Ezt valószínűleg a Baade–Wesselink-távolságskála hibája okozhatja. (Jurcsik, J., Kovács, G. 1999, New Astronomy Rev. 43, 463)
- Vizsgáltuk az M15 gömbhalmaz kétmódusú (RRd) változóinak hosszú távú viselkedését. Egy új kétmódusú változót találtunk (V104), és két csillag esetében valószínűsíteni tudtuk, hogy az 1937–1941, illetve 1950–1966 időszakokban az alapmódushoz és az első felhanghoz tartozó amplitúdók aránya különböző lehetett. (Jurcsik, J. & Barlai, K. 1990, ASPCS Vol. 11, 112)

• Az FG Sagittae különleges változócsillag vizsgálata

- A csillag pulzációs periódusának változását vizsgálva kimutattuk, hogy 1962 és 1979 között közel lineáris, évi ~ 5 napos periódusnövekedés következett be. (Jurcsik, J. & Szabados, L. 1979, IBVS 1722)
- Fotometriai és spektroszkópai eredmények összevetésével meghatároztuk a radiális sebesség és az effektív hőmérséklet pulzációs ciklus szerinti változását. (Jurcsik, J. & Szabados, L. 1981, Acta Astronomica, 31, 213)
- Az 1970–1987 közötti fényváltozás részletes vizsgálata során a periódus növekedésében egy 4–5 éves modulációs ciklust mutattunk ki. A fénygörbe bizonyos szakaszaira ezt a modulációt két közeli periódusú változással kielégítő pontossággal le lehetett írni, de a vizsgált időszak több részén a fényváltozást nem sikerült hasonló módon értelmezni. (Jurcsik, J. & Szabados, L. 1989, Astrophys. & Space Sci. 153, 45)
- Az 1992-ben bekövetkezett 4 magnitúdós elhalványodásról részletes ötszín-fotometriai mérésorozatot sikerült készíteni. (Jurcsik, J. 1992 IBVS 3775)

- Az 1992-es megfigyelések R CrB típusú változásként való értelmezése döntő segítséget nyújthat az R CrB csillagok keletkezésének, fejlődési állapotának megértéséhez. (Jurcsik, J. 1993, *Acta Astronomica*, 43, 353)
- Összefoglaltuk az FG Sge rendkívüli változásainak történetét. Igazoltuk, hogy a csillag körüli planetáris köd emissziós vonalainak erőssége az elmúlt évtizedekben határozott változásokat mutatott, ezzel sikerült kétséget kizáróan bebizonyítani, hogy a megfigyelt változások egy egyedüli (nem fizikai kettős) csillag fejlődésével hozhatók összefüggésbe. (Jurcsik, J. & Montesinos, M. 1999, *New Astronomy Rev.* 43, 415)
- Az R CrB típusú változókra érvényes, a minimumok gyakorisága és az általában hidrogénszegény legkör hidrogéntartalma, illetve C/H aránya között fennálló korrelációt sikerült kimutatni. Az elhalványodások bekövetkezésének előfordulása sem a csillagok pulzációs paramétereivel, sem hőmérsékletükkel nem hozható kapcsolatba. Mindez az R CrB csillagok anyagkibocsátási mechanizmusának tisztázásához nyújthat támpontot. (Jurcsik, J. 1995, *Acta Astronomica*, 45, 653)

Az FG Sge 1992 óta valóban az egyik legaktívabb R CrB változónak bizonyult, megerősítve ezzel a hidrogéntartalom és az aktivitás között talált összefüggést.

Irodalomjegyzék

- Alard, C. 2000, A&A, 144, 363
- Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., et al. 1999, ApJ, 511, 185
- Alcock, C., Allsman, R., et al. 2000, ApJ, 542, 257
- Alcock, C., Alves, D. R., Becker, A., et al. 2003, ApJ, 598, 597
- Alibert, Y., Baraffe, I., Hauschildt, P., & Allard, F. 1999, A&A, 344, 551
- Antipin, S. 1997, A&A, 326, L1
- Antipin, S., & Jurcsik, J. 2005, IBVS, No. 5632
- Antonello, E. 1994, A&A, 291, 820
- Antonello, E., & Aikawa, T. 1998, A&A, 337, 145
- Babcock, H. W. 1955, PASP, 67, 70
- Babcock, H. W. 1958, ApJ Suppl. 3, 141
- Bailey, S. I. 1902, Harvard Annals, 38
- Bakos, G. Á., & Jurcsik, J. 2000, ASPCS Vol. 203. 255
- Balázs, J., & Detre, L. 1954, Mitt. Sternw. (Konkoly Obs.), Ung. Akad. Wiss. Nr. 33
- Balázs-Detre, J. 1959, Kleine Veroff. Remeis-Sternw. No. 27, 26
- Beaulieu, J.-P., Krockenberger, M., Sasselov, D. et al. 1997, A&A, 321, L5
- Belserene, E. P. 1964, AJ, 69, 475
- Bigot, L., & Dziembowski, W. A. 2002, A&A, 391, 235
- Blazhko, S. 1907, Astron. Nachr., 173, 325
- Bono, G., Caputo, F., & Stellingwerf R. F. 1995, ApJ Suppl. Ser., 99, 263
- Bono, G., Caputo, F., Cassisi, S., Marconi, M., Piersanti, L., & Tornambè, A. 2000, ApJ, 543, 955
- Borkowski, K., J. 1980, Acta Astronomica, 30, 393

- Carretta, E., Cacciari, C., Ferraro, F. R., Fusi Pecci, F., & Tessicini, G. 1998, MNRAS, 298, 1005
- Catelan, M., Ferraro, E. R., & Rood, R. T. 2001, ApJ, 560, 970
- Chadid, M., Gillet, & Fokin, A. B. 2000, A&A, 363, 568
- Chadid, M., Wade, G. A., Shorlin, S. L. S., & Landstreet, J. D. 2004, A&A, 413, 1087
- Clement, C. Muzzin, A., Dufton, Q., Ponnapalam, T., Wang, J., Burford, J., Richardson, A., Rosebery, T., Rowe, J. & Sawyer Hogg, H. 2001, AJ, 122, 2587
<http://www.astro.utoronto.ca/cclement/papers.html#catalogue>
- Clement, C., & Shelton, I. 1999, ApJ Letters, 515, L85
- Corwin, T. M., & Carney, B. W. 2001, AJ, 122, 3183
- Cox, J. P. 1980, Theory of Stellar Pulsation (Princeton University Press)
- Cousens, A. 1980, MNRAS, 203, 1171
- Daszyńska-Daszkiewicz, J., Dziembowski, W. A., Pamyatnykh, A. A., & Goupil, M.-J. 2002, A&A, 392, 151
- Deeming, T. J. 1975, Ap&SS, 36, 137
- Detre, L. 1970, Transactions of the IAU XIV A. Reports on Astronomy, 259
- Detre, L., & Szeidl, B. 1973, Proceedings of IAU Colloq. 21, Variable Stars in Globular Clusters and in Related Systems, eds. J. D. Fernie. and D. Reidel, p. 31
- Dorfi, E. A., & Feuchtinger, M. 1999, A&A, 348, 815
- Dorman, B. 1992, ApJ Suppl, Ser, 81, 221
- Dziembowski, W. A., & Mizerski, T. 2004, Acta Astronomica, 54, 363
- Eddington, A. S. 1926, Internal Constitution of the Stars, Cambridge
- Fernie, J. D. 1994, MNRAS, 271, L19
- Ferraro, F. R., Paltrinieri, B., Fusi Pecci, F., Cacciari, C., Dorman, B., Rood, R. T., Buonanno, R., Corsi, C.E., Burgarella, D., & Laget, M. 1997, A&A, 324, 915
- Firmanjuk, B. 1978, Astron. Circ. No. 1019
- Fitch, W. S., & Szeidl, B. 1976, ApJ, 203, 616
- GEOS adatbázis 2002, <http://webast.ast.obs-mip.fr/people/leborgne/dbRR/index.htm>
- Geyer, E. H., & Szeidl, B. 1970, A&A, 4, 40
- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, A&A Suppl., 141, 371
- Handler, G., Pikall, H., & Diethelm, R. 1998, IBVS, No. 4549

- Harris, W. E. 1996, *AJ*, 112, 1487
- Jurcsik, J. 1992, *IBVS*, No. 3775
- Jurcsik, J. 1993, *Acta Astronomica*, Vol. 43, 353
- Jurcsik, J. 1995, *Acta Astronomica*, Vol. 45, 653
- Jurcsik, J. 1998a, *A&A*, 333, 571
- Jurcsik, J. 1998b, *ApJ*, 506, L113
- Jurcsik, J. 2000, *ASPCS Vol 203*, 254
- Jurcsik, J. 2001, *ASPCS Vol 246*, 217
- Jurcsik, J. 2003a, *ASPCS Vol 296*, 387
- Jurcsik, J. 2003b, *A&A*, 403, 587
- Jurcsik, J. 2004, *ASPCS Vol 310*, 171
- Jurcsik, J., Benkő, J. M., Bakos, G., Szeidl, B., & Szabó, R. 2003, *ApJ*, 597, L49
- Jurcsik, J., Benkő, J. M., & Szeidl, B. 2002a, *A&A*, 390, 133
- Jurcsik, J., Benkő, J. M., & Szeidl, B. 2002b, *A&A*, 396, 539
- Jurcsik, J., Clement, C., Geyer, E., H. & Domsa, I. 2001, *AJ*, 121, 951
- Jurcsik, J. & Kovács, G. 1996, *A&A*, 312, 111
- Jurcsik, J. & Kovács G. 1999, *New Astronomy Reviews Vol. 43*, 463
- Jurcsik, J. & Montesinos, M. 1999, in 'Stellar Evolution in Real Time' Proceeding of the XXIII General Assembly, *JD 8*, Ed.: E.F. Guinan, *New Astronomy Reviews Vol. 43*, 415
- Jurcsik, J., Sódor, Á., Váradi, M. et al. 2005a, *A&A*, 430, 1049
- Jurcsik, J., Szeidl, B., Nagy, A., & Sódor, Á 2005b, *Acta Astronomica*, nyomdában
- Jurcsik, J., Szeidl, B., Váradi, M. et al. 2005c, *A&A*, nyomdában
- Jurcsik, J., Szeidl, B., Váradi, M., Sódor, Á, et al. 2005d, *A&A*, előkészületben
- Kaluzny, J., Kubiak, M., Szymański, A., Udalski, W., Krzemiński, W., & Mateo, M. 1997, *A&A Suppl. Ser.*, 125, 343
- Kaluzny, J., Hilditch, R. W., Clement, C., & Rucinski, S. M. 1998, *MNRAS*, 296, 347
- Kanyó, S. 1976, *Commun. Konkoly Obs.*, No. 69
- Kolláth, Z. 1990, *Occ. Techn. Notes Konkoly Obs.*, No. 1, <http://www.konkoly.hu/staff/kollath/mufran.html>

- Kovács, G. 1995, A&A, 295, 693
- Kovács, G., & Buchler, J. R. 1994, A&A, 281, 749
- Kovács, G., & Jurcsik, J. 1996, ApJ Letters, 466, L17
- Kovács, G., & Jurcsik, J. 1997, A&A, 322, 218
- Kovács, G., & Kanbur, S. M. 1998, MNRAS, 295, 834
- Kovács, G., & Walker, A. 2001, A&A, 374, 264
- Kraft, R. P., & Ivans, I. I. 2002, PASP, 115, 143
- LaCluyzé, A., Smith, H. A., Gill, E.-M. et al. 2004, AJ, 127, 1653
- Ledoux, P., & Walraven, Th. 1958 in Handbuch der Physik, Bd. 51, 353
- Lee, Y-W. 1991, ApJ, 367, 524
- Lee, Y-W., Demarque, P., & Zinn, R. 1990, ApJ, 350, 155
- Lee, Y-W. & Carney, B. W. 1999a, AJ, 117, 2868
- Lee, Y-W. & Carney, B. W. 1999b, AJ, 118, 1373
- Liu, T. 1991, PASP, 103, 205
- Liu, T., & Janes, K. A. 1989, ApJ Suppl., 69, 593
- Martin, W. Chr. 1938, Leiden Annalen, 17
- Morgan, S. M., & Welch, D. L. 1997, AJ, 114, 1183
- Moskalik, P., & Dziembowski, W. 2005, A&A, 434, 1077
- Moskalik, P. & Poretti, E. 2003, A&A, 398, 213
- Nowakowski, R. M., & Dziembowski, W. A. 2001, Acta Astronomica, 51, 5
- Nowakowski, R. M., & Dziembowski, W. A. 2003, Astrophysics and Space Science, 284, 273
- Olech, A., Wozniak, P. R., Alard, C., Kaluzny, J., & Thompson, I. B. 1999, MNRAS, 310, 759
- Oosterhoff, P. Th. 1939, Observatory 62, 104
- Paparó, M., Saad, S. M., Szeidl, B., Kolláth, Z. et al. 1998, A&A, 332, 102
- Petersen, J. O., & Christensen-Dalsgaard, J. 1996, A&A, 312, 463
- Peterson, R. C., Carney, B. W., & Latham, D. W. 1996, ApJ, 465, L47
- Pietrukowicz, P. 2003, Acta Astronomica, 53, 63
- Pojmanski, G. 2003, Acta Astronomica, 53, 341

- Poretti, E., & Pardo, I. 1997, A&A, 324, 133
- Preston, G. W. 1959, ApJ, 130, 507
- Preston, G. M. 1967, in *The Magnetic and Related Stars*, p. 3
- Preston, G. W., & Paczyński, B. 1964, ApJ, 140, 181
- Preston, G. M., Smak, J., & Paczyński, B. 1965, ApJ Suppl., 12, 99
- Preston, G. M., & Spinrad, H. 1967, ApJ, 147, 1025
- Rathbun, P. G., & Smith, H. A. 1997, PASP, 109, 1128
- Ritter, A. 1879, *Wiedemanns Annalen* VIII, 173
- Romanov, Yu., Udovichenko, S., & Forlov, M. 1987, *Pisma Ast. Zs.* 13, 69
- Rood, R. T., Carretta, E., Paltrinieri, B., Ferraro, F.R., Fusi Pecci, F., Dorman, B., Chieffi, A., Straniero, O., & Buonanno, R. 1999, ApJ, 523, 752
- Sandage, A., Tammann, G. A., & Reindl, B. 2004, A&A, 424, 43
- Sandstrom, K., Pilachowski, C. A., & Saha, A. 2001, AJ, 122, 3212
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D., P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
- Schmidt, E. G. & Lee, K. M. 2000, PASP, 112, 1262
- Shapley, H. 1916, ApJ, 43, 217
- Shibahashi, H. 2000, in *ASP Conf. Ser. 203, The Impact of Large-scale Surveys on Pulsating Star Research*, eds.: L. Szabados and D.W. Kurtz, p. 299
- Simon, N., & Clement, C. 1993, ApJ, 410, 526
- Smith, H. A. 1995, *RR Lyrae Stars* (Cambridge University Press)
- Smith, H. A., Barnett, M., Silbermann, N. A., & Gay, P. 1999, AJ, 118, 572
- Smith, H. A., Matthews, J. M., Lee, K. M. et al. 1994, AJ, 107, 679
- Sódor, Á. 2005, szakdolgozat, ELTE Csillagász Szak, témavezető: Jurcsik Johanna
- Sódor, Á., & Jurcsik, J. 2005, IBVS No. 5641
- Soszyński, I., Udalski, A., Szymański, M., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Woźniak, P., & Żebruń, K. 2000, *Acta Astronomica*, 50, 451
- Stothers, R. 1980, PASP, 92, 475
- Struve, O. 1947, PASP, 59, 192
- Szeidl, B. 1965, *Mitt. Sternw. (Konkoly Obs.)*, Ung. Akad. Wiss. Nr. 58
- Szeidl, B. 1988, in *Multimode Stellar Pulsation*, eds.: G. Kovács, L. Szabados and B.

- Szeidl (Kultúra, Budapest), p. 45
- Szeidl, B. 2000, ASPCS, Vol. 210, 442
- Szeidl, B. 2005, személyes közlés
- Szeidl, B., Jurcsik, J., Benkő, J. M., & Bakos, G. Á. 2001, Comm. Konkoly Obs. Budapest, 13, No. 101 <http://www.konkoly.hu/Mitteilungen/101.html>
- Szeidl, B., & Kolláth, Z. 2000, ASPCS, Vol. 203, 281
- Sweigart, A. V., & Renzini, A. 1979, A&A, 71, 66
- Templeton, M. R., Mattei, J. A., & Willson, L. A. 2005, AJ, 130, 776
- Udalski, A., Soszyński, I., Szymański, M., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Woźniak, P., & Zebruń, K. 1999, Acta Astronomica, 49, 1
- Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Saio, H., & Shibahashi, H. 1989, Nonradial Oscillations of Stars (University of Tokyo Press)
- van Albada A. R., & Baker, N. 1971, ApJ, 169, 311
- Van Hoolst, T., Dziembowski, W. A., & Kawaler, S. 1998, MNRAS, 297, 536
- Yi, S. K., Kim, Y.-C., & Demarque, P. 2004, ApJ Suppl., 144, 259
- Zhevakin, S. A. 1963, Annual Review of Astronomy & Astrophysics, Vol. 1, 367

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet mondok Kovács Gézának a közös munkákért, amelyek során a szakmát valójában megtanultam. A 60 cm-es távcsővel végzett munkánk során felmerülő nehézségek leküzdésében Szeidl Béla biztatása és sokrétű támogatása komoly segítségemre volt. Szakértelme az archív fotometriai adatsorok használatában több munkámban nélkülözhetetlen segítséget jelentett. Szabados László témaválasztása szakdolgozatomhoz – az FG Sagittae vizsgálata –, amely egyben első kutatási témám volt, rendkívül sikeresnek bizonyult. Köszönöm Oláh Katalinnak, hogy problémáim megoldásában mindig mellettem állt.

A 60 cm-es távcső korszerűsítésével, automatizálásával – amelyet az OTKA műszerpályázati támogatása tett lehetővé – egy rendkívül eredményes eszköz birtokosai lettünk. Sári Pál, Papp István és Lázár József érdeme a távcső ‘életre keltése’, kitartó figyelmük, segítségük a távcső üzemeltetése során felmerülő összes technikai problémánk megoldására kiterjed. Fűrész Gábor és Váradi Mihály tervezési, kivitelezési, szoftverfejlesztési munkája nélkül rendkívül eredményes méréseinket a svábhegyi távcsővel nem végezhattük volna el. Az egyetemi hallgatók – Dékány István, Hurta Zsombor, Lakatos Boriszláv, Posztobányi Kálmán, Sódor Ádám, Szing Attila, Váradi Mihály és Vida Krisztián –, akik a 60 cm-es távcsővel a méréseket végezték és végzik, nemcsak dolgozatom megírásához segítettek komoly tudományos értékű adatokat szerezni, hanem munkájukkal a magyar megfigyelési változócsillagászatnak is új lendületet adtak.

Sódor Ádám, Váradi Mihály és Holl András értekezésem elkészítéséhez nyújtott technikai segítségét köszönöm. Köszönettel tartozom Nácsa Klárának, hogy segített dolgozatom formai, nyelvhelyességi gondozásában.